DIE NATURWISSENSCHAFTEN

16. Jahrgang | 13. Juli 1928 | Heft 28

Hendrik Antoon Lorentz.

Gedächtnisrede, gehalten in der Physikalischen Gesellschaft zu Berlin am 29. Juni 1928.

Von Max Planck, Berlin.

Meine geehrten Damen und Herren!

Der 4. Februar dieses Jahres wird in der Geschichte der Physik für alle Zeit einen ihrer bedeutungsvollen Marksteine bilden. Denn an diesem Tage wurde der letzte in der Reihe der großen Forscher, welche ihre wissenschaftliche Kraft dem Ausbau der klassischen Theorie gewidmet haben, und denen diese Theorie ihr endgültiges Gepräge verdankt, aus seinem diesseitigen Wirken abberufen. Ein sanfter Tod, nach einer reich gesegneten, bis zum Alter von 75 Jahren ausgedehnten Lebensarbeit, aber doch ein jäher Riß mitten heraus aus Gesundheit und rüstigem Schaffen, und darum ganz besonders schmerzvoll für die Zurückbleibenden, seine treue Lebensgefährtin, seine weiteren Angehörigen, und für alle die vielen, die ihn verehrten und liebten.

Noch sehen diejenigen von uns, denen es in den letzten Jahren gelegentlich vergönnt war, mit Lorentz zusammenzutreffen, in rückschauendem Blick sein Bild deutlich vor sich stehen: seine nicht hohe, aber ebenmäßige Gestalt, seine ausdrucksvolle, stark vorspringende Stirn, sein klares Auge, aus dem neben den untrüglichen Kennzeichen durchdringender Verstandesschärfe das milde und gewinnende Licht reiner Herzensgüte leuchtete, seine verbindliche und doch vornehme Art des Umganges und der Unterhaltung, seine ungemein vielseitigen Interessen und sein staunenswertes Gedächtnis für große und für kleine Dinge, sein leicht beweglicher und liebenswürdiger Humor, und schließlich als Haupteindruck die ehrwürdige abgeklärte Harmonie seiner ganzen Persönlichkeit — ein getreues Abbild seines Verhältnisses zu seiner Wissenschaft und zu seinen Mitmenschen.

Für die Deutsche Physikalische Gesellschaft ist es nicht nur eine Pflicht der Pietät, sondern auch ein Gebot des eigenen Interesses, seiner in einer besonderen Stunde zu gedenken. Denn auch wenn Lorentz nicht seit vielen Jahren Mitglied unserer Gesellschaft gewesen wäre, und auch wenn sie von ihm nicht bei mancher Gelegenheit Zeichen seines Wohlwollens empfangen hätte, würde sie doch nicht stillschweigend an dem bedeutsamen Wendepunkt vorbeigehen dürfen, den das Ausscheiden dieses Mannes aus der Gemeinschaft der Physiker auch für ihre Geschichte bezeichnet.

Um die Bedeutung von Lorentz' wissenschaftlichem Lebenswerk wenigstens in ihren wesentlichen Zügen würdigen zu können, ist es notwendig, sich den Zustand der theoretischen Physik in der Zeit seines Eintrittes in die wissenschaftliche Arbeit etwas näher zu vergegenwärtigen. Geboren am 18. Juli 1853 in dem holländischen Städtchen Arnheim, empfing Hendrik Antoon Lorentz seine wissenschaftliche Ausbildung hauptsächlich an der Universität Leiden, der er auch für die ganze Dauer seiner akademischen Lehrtätigkeit trotz wiederholter an ihn ergangener ehrenvoller Berufungen treu geblieben ist. Als seine bedeutendsten Lehrer sind wohl Fresnel, Helmholtz und Maxwell zu nennen, die durch ihre Werke entscheidenden Einfluß auf sein physikalisches Denken ausgeübt haben.

Damals hatte die Newtonsche klassische Mechanik den Gipfelpunkt ihrer Vollendung erreicht; und da die Mechanik infolge der Entdeckung des Prinzips der Erhaltung der Energie, welches zum erstenmal einen quantitativ nachweisbaren Zusammenhang sämtlicher Naturvorgänge untereinander erkennen ließ, in den Mittelpunkt der ganzen Physik gerückt war, so erblickte man die eigentliche Aufgabe der Theorie darin, alle physikalischen Vorgänge auf Bewegungen zurückzuführen.

Für die Akustik war dies schon seit langem gelungen, für die Elektrizitätslehre schien einstweilen weniger zu hoffen, da hier noch die Fernewirkungstheorien untereinander und mit der Maxwellschen Nahewirkungstheorie im Wettbewerb lagen. Dagegen bot die Optik wegen ihrer vielfachen Analogien mit der Akustik gute Aussicht auf Erfolg, und zwar handelte es sich bei ihr, nachdem Fresnel die Transversalität der Lichtwellen nachgewiesen hatte, darum, diese Wellen als die elastischen Schwingungen eines inkompressiblen festen Körpers, des Lichtäthers, zu deuten. Allein es blieb, ganz abgesehen von den Eigentümlichkeiten dieses rätselhaften Mediums, welches, obwohl gegen sehr feine Störungen stark empfindlich, selbst den schnellsten Bewegungen großer Körper keinen merklichen Widerstand entgegensetzt, noch eine ganze Reihe bedenklicher Schwierigkeiten übrig, vor allem die Unmöglichkeit, die Gesetze der Brechung und Reflexion des Lichtes aus der Mechanik abzuleiten. Denn die Mechanik verlangt die Erfüllung von 6 Randbedingungen an der Trennungsfläche der beiden Körper, nämlich die Stetigkeit des Verschiebungsvektors und des Kraftvektors, und diese Bedingungen können, ebenso wie in der Akustik, nur durch Annahme von Longitudinalwellen befriedigt werden, während doch trotz vielfachen Bemühungen niemals eine optische Longitudinalwelle aufgefunden worden ist.

Diese grundsätzliche Schwierigkeit klärte

LORENTZ in seiner Doktordissertation vom Jahre 1875, indem er die ganze Frage auf ein anderes Geleis schob. Er zeigte nämlich, daß sie ihre vollständige Beantwortung findet, sobald man sich auf den Boden der MAXWELLschen elektromagnetischen Lichttheorie stellt. Denn dann hat man statt der obigen 6 nur 4 Grenzbedingungen zu erfüllen, welche die Stetigkeit der tangentiellen Komponenten der elektrischen und der magnetischen Feldstärke aussprechen, und dazu reicht die Annahme von Transversalwellen gerade aus. War hierdurch das Problem einer mechanischen Theorie des Lichtes auch nicht gelöst, so erschien es doch zurückgeführt auf das einer mechanischen Theorie der Elektrizität, und zugleich war damit das Vertrauen auf die Leistungsfähigkeit der MAXWELLschen Lichttheorie um ein bedeutendes gestärkt.

Damals war die MAXWELLsche Theorie wenigstens auf dem Kontinent noch wenig verbreitet. Man war eher geneigt, sie nur als eine Art geistreiches Kuriosum zu betrachten. Aber es dauerte nicht länger als zehn Jahre, bis HEINRICH HERTZ seine grundlegenden Versuche mit sehr schnellen elektrischen Schwingungen begann und in zielbewußter Durchführung derselben die MAXWELLsche Theorie auf der ganzen Linie zum Siege führte. Damit wurde auch die Optik endgültig mit der Elektrodynamik verschmolzen und schied als selbständiges Gebiet der Physik aus. HERTZ war es auch, der der MAXWELLschen Theorie der Elektrizität und des Magnetismus ihre abschließende mathematische Form gab durch die Aufstellung eines Systems von Gleichungen, bei denen man immer zweifelhaft ist, ob man mehr die Einfachheit ihres Baues oder den Reichtum ihres Inhaltes bewundern soll.

Indessen gab es immer noch mancherlei Fragen, auf welche die MAXWELLschen Gleichungen keine befriedigende Antwort zu geben wußten, so z. B. die nach dem Wesen und der Herkunft der in ihnen vorkommenden Materialkonstanten, wie der Dielektrizitätskonstanten, der magnetischen Permeabilität, der elektrischen Leitfähigkeit, insbesondere nach ihrem Zusammenhang mit anderen Materialeigenschaften. Die einzige kontrollierbare Beziehung war die Folgerung, daß die Dielektrizitätskonstante gleich ist dem Quadrat des optischen Brechungsindex. Aber das trifft für zahlreiche Körper gar nicht zu, schon deshalb nicht, weil der Brechungsindex nicht einmal konstant, sondern für verschiedene Wellenlängen verschieden ist. Ein fundamentaler Widerspruch aber mit der Erfahrung ergibt sich, was schon HERTZ peinlich empfand, wenn man die Fortpflanzung des Lichtes in einem bewegten Körper betrachtet. Hier sollte nach der MAXWELL-HERTZschen Theorie der Lichtäther und daher auch die in ihm sich fortpflanzenden Lichtwellen von dem Körper vollständig mitgenommen werden, sowie die Schallwellen von der Luft mit fortgetragen werden; denn von einem selbständigen Verhalten des Lichtäthers gegenüber der Materie weiß die MAXWELL-HERTZsche Theorie nichts. Tatsächlich aber pflanzt sich das Licht in irgendwie bewegter Luft nach FIZEAU fast genau ebenso fort wie in ruhender Luft, und nur, wenn der Körper ein merkliches Brechungsvermögen aufweist, läßt sich ein gewisser von FRESNEL quantitativ formulierter Einfluß der Bewegung auf die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes feststellen. Kein Zweifel also, daß die MAXWELL-HERTZsche Theorie der Elektrizität in manchen grundlegenden Punkten der Ergänzung und der Verbesserung bedurfte.

Eine derartige Verbesserung, so weit und so gut es vom Standpunkt der klassischen Theorie überhaupt möglich war, durchgeführt zu haben, darf man wohl als die größte wissenschaftliche Leistung von LORENTZ betrachten. Denn auf diesem Boden sind seine wertvollsten und schönsten Arbeiten erwachsen. Wenn man den ihn leitenden Grundgedanken mit einem kurzen Wort bezeichnen will, so könnte man ihn wohl charakterisieren als die Einführung der Atomistik in die Elektrizitätslehre.

Nach der MAXWELL-HERTZschen Theorie erfüllt die Materie den Raum überall kontinuierlich, und die verschiedenen Körper sind in dieser Beziehung von vornherein alle gleichartig. Nach der LORENTZschen Theorie dagegen gibt es nur eine einzige Substanz, welche den Raum kontinuierlich erfüllt, das ist der freie Äther; er befindet sich überall und stets in Ruhe. Alle anderen Substanzen — auch die Elektrizität gilt dabei als Substanz — sind atomistisch konstituiert, werden vom Äther vollständig durchdrungen und können sich in ihm ohne Widerstand bewegen. Die Elektrizitätsatome, später allgemein Elektronen genannt, sind entweder mit den ponderablen Atomen mehr oder weniger fest verbunden und bilden dann mit ihnen zusammen die Ionen, oder sie bewegen sich frei im Äther. Nur durch ihre Vermittlung kommen alle elektrischen und magnetischen Wirkungen zwischen ponderablen Körpern zustande, und zwar gemäß den bekannten einfachen MAXWELLschen Gleichungen.

Man sieht, daß in der LORENTZschen Theorie alle Materialkonstanten der Körper ihre elementare Bedeutung verlieren, sie sind keine Konstanten mehr, sondern nur gewisse angenähert konstante Mittelwerte, die sich aus vielen unregelmäßigen Einzelwerten zusammensetzen. Die Dielektrizitätskonstante eines Isolators wird bedingt durch die elektrische Polarisierbarkeit seiner Moleküle, in welchen sich gewisse mehr oder weniger leicht aus ihrer Gleichgewichtslage verschiebbare Elektronen befinden; die magnetische Permeabilität wird bedingt durch kleine schnelle kreiselnde Bewegungen der Elektronen, nach Art der AMPÈREschen Molekularströme; die elektrische Leitfähigkeit wird bedingt durch die Beweglichkeit der in den Leitern enthaltenen Elektronen und Ionen. Daher ist ein jeder sog. Leitungsstrom im Grunde ein Konvektionsstrom. Durch alle diese Annahmen erfährt offenbar die Vorstellung, die man sich

von elektrischen und magnetischen Vorgängen zu machen hat, eine großartige Vereinfachung und Vertiefung.

Indessen liegt die eigentliche Leistung und das Verdienst eines Theoretikers nicht, wie häufig von Fernerstehenden angenommen wird, in der Aufstellung derartiger fruchtbarer Hypothesen, die übrigens meistens, und so auch in dem vorliegenden Falle, gar nicht einmal ganz originell sind — die Idee des ruhenden Äthers geht auf FRESNEL, die der Elektrizitätsatome auf HELMHOLTZ zurück — sondern es liegt vielmehr in ihrer wirklichen Durchführung, nämlich in dem Nachweis, daß sie tatsächlich zwangsläufig zu quantitativ richtigen und praktisch brauchbaren Ergebnissen im einzelnen führen. Und gerade diesen Nachweis hat LORENTZ für seine Theorie nach den verschiedensten Richtungen durch eine große Reihe von tiefgründigen Arbeiten zu liefern verstanden. Selbstverständlich ist es mir hier ganz unmöglich, auch nur einigermaßen vollständig zu sein. Darum sei es mir gestattet, wenigstens einige Einzelheiten herauszugreifen, welche die Erfolge der neuen Theorie besonders deutlich sichtbar machen.

Wenn die Dielektrizitätskonstante eines durchsichtigen Körpers von der Polarisierbarkeit seiner Moleküle herrührt, so muß sie stets größer sein als die des freien Äthers, was auch in Wirklichkeit zutrifft. Die oben berührte Schwierigkeit der MAXWELLschen Theorie, daß der durch die Dielektrizitätskonstante bestimmte Brechungsindex eines Körpers mit der Wellenlänge variiert, wird in der LORENTZschen Theorie dadurch behoben, daß nach ihr die Dielektrizitätskonstante nur den Brechungsindex für unendlich lange Wellen ergibt. Bei endlich langen Wellen ist der Einfluß einer durch den Körper hindurchgehenden elektromagnetischen Welle auf die Bewegungen der in ihm enthaltenen, um ihre Gleichgewichtslage schwingenden Elektronen je nach der Wellenlänge ein ganz verschiedener und gibt so Anlaß zu den Erscheinungen der normalen und anomalen Dispersion, je nachdem die Frequenz der Welle von der Eigenfrequenz der Elektronen mehr oder weniger stark abweicht. Auch für die Abhängigkeit des Brechungsindex von der räumlichen Massendichte des Körpers konnte LORENTZ aus der Berücksichtigung der Anzahl der in der Raumeinheit enthaltenen polarisierbaren Moleküle eine mit der Erfahrung befriedigend übereinstimmende Formel ableiten, welche zufällig gleichzeitig von seinem Namensvetter, dem dänischen Physiker LUDVIG VALENTIN LORENZ aufgefunden wurde und daher den eigentümlichen Doppelnamen LORENTZ-LORENZ erhielt.

Für den Bau dieser Formel charakteristisch ist die Berücksichtigung des Umstandes, daß die elektrische Kraft, welche die Polarisation eines Moleküls bewirkt, nicht identisch ist mit der im Innern des betreffenden Körpers herrschenden durchschnittlichen elektrischen Feldstärke, was daher rührt, daß die letztere auch die von dem polarisierten Molekül selber herrührende Kraft mit enthält, während doch ein Molekül sich nicht selber eine Polarisation zu erteilen vermag. Der Unterschied ist nicht etwa verschwindend klein, wenn die Abmessungen des Moleküls unendlich klein genommen werden, sondern von der Größenordnung der Polarisation.

Die Schwingungen der Elektronen und Ionen um ihre stabilen Gleichgewichtslagen gaben auch die Erklärung für die Entstehung der von einem glühenden Körper emittierten Licht- und Wärmestrahlung, wobei als selbstverständlich angenommen wurde, daß die Frequenz der emittierenden Schwingungen übereinstimmt mit der Wellenlänge der ausgesandten Strahlung. Sind diese Schwingungen wirklich elektromagnetischer Natur, so muß ihre Frequenz und damit auch die Farbe des emittierten Lichtes durch ein übergelagertes starkes Magnetfeld nach bekannten Gesetzen erheblich modifiziert werden. LORENTZ untersuchte diesen Einfluß und gab dadurch die Anregung zu der glänzenden Entdeckung der magnetischen Aufspaltung des Lichtes durch PIETER ZEEMAN, welche nicht nur die LORENTZsche Theorie in ihren Grundzügen bestätigte und damit zum erstenmal den Nachweis lieferte, daß die in den Atomen schwingenden Elektronenpartikel die nämlichen sind wie die freien Elektronen der Kathodenstrahlen, sondern auch weiterhin eine Reihe von neuen und höchst überraschenden Aufklärungen über die Entstehungsart der Spektrallinien brachte und seitdem die reichste Fundgrube für die Schätze der Spektralforschung geworden ist. Von dem Eindruck, welchen diese Arbeiten in der internationalen Fachwelt erweckten, zeugt die im Jahre 1902 an die beiden Forscher gemeinsam erfolgte Verleihung des Nobelpreises für Physik.

Ein etwas dunkler Punkt der LORENTZschen Elektrodynamik ist die Frage der Rückwirkung eines bewegten Elektrons auf seine eigene Bewegung. Nicht als ob die Theorie nicht auch hier eine eindeutige, widerspruchsfreie Aussage machen würde. Aber die Ausführung der Rechnung stößt auf die Schwierigkeit, daß man, um zu einem bestimmten Resultat zu gelangen, die Konstitution des Elektrons bis in alle Einzelheiten genau kennen muß, vor allem seine geometrische Form und die räumliche Anordnung seiner elektrischen Ladung. Die Annahme, daß die Elektronen kugelförmig sind und daß die Ladung etwa mit gleichmäßiger räumlicher oder Oberflächendichte auf ihnen verteilt ist, stellt nur einen Notbehelf dar und erscheint von vornherein durch nichts gerechtfertigt. Insbesondere wäre es natürlich ganz verkehrt, aus dem Umstand, daß die Elektronen sich an der Oberfläche eines Leiters anhäufen, den Schluß ziehen zu wollen, daß die elektrische Ladung eines einzelnen Elektrons an dessen Oberfläche lokalisiert ist.

Das am meisten charakteristische Merkmal der LORENTZschen Theorie des ruhenden Lichtäthers aber waren die von ihr gelieferten Gesetze der Fort-

pflanzung des Lichtes in bewegten Körpern. Hier zeigte die Theorie in der Tat ihre Überlegenheit über die MAXWELL-HERTZsche Theorie dadurch, daß sie ohne weiteres zu dem Ausdruck des der Erfahrung entsprechenden FRESNELschen Mitführungskoeffizienten führte, und daß sie überhaupt von allen durch die Bewegung von Körpern hervorgerufenen Effekten richtig Rechenschaft zu geben wußte; allerdings nur insofern, als das Verhältnis der Körpergeschwindigkeit zur Lichtgeschwindigkeit wesentlich nur mit der ersten Potenz in die Formeln eingeht. Sobald der Effekt so fein ist, daß auch die zweite Potenz eine merkliche Rolle spielt, wie z. B. bei dem bekannten Spiegelversuch von MICHELSON und MORLEY, meldete sich ein verhängnisvoller Widerspruch. Denn während es eine elementare Folgerung einer jeglichen Theorie des ruhenden Äthers ist, daß ein in einem bewegten Körper sich fortpflanzender Lichtstrahl relativ zum Körper langsamer fortschreitet, wenn der Körper sich in gleicher Richtung wie der Lichtstrahl bewegt, als wenn er sich ihm entgegenbewegt — eine Folgerung, die gerade durch die FIZEAUschen Mitführungsversuche vollauf bestätigt schien — konnte jener Spiegelversuch, bei dem die Körpergeschwindigkeit allen Teilen der Apparatur gemeinsam ist, nichts derartiges zeigen; wie denn überhaupt auch alle anderen Versuche, einen Einfluß der Erdbewegung auf irgendeinen irdischen optischen Vorgang nachzuweisen, ergebnislos verliefen.

Die durch diese Sachlage geschaffene Schwierigkeit erwies sich als so tiefgehend, daß LORENTZ sich entschließen mußte, die auf den ersten Augenblick sehr sonderbar klingende Hypothese von FITZ GERALD anzunehmen, wonach jeder sich durch den Äther bewegende Körper in allen seinen Teilen eine lineare Kontraktion in der Richtung seiner Bewegung aufweist, und er wußte auch den physikalischen Sinn dieser Hypothese einigermaßen plausibel zu machen. durch die Betrachtung der Kräfte, die der ruhende Äther auf einen von ihm in allen seinen Teilen durchdrungenen bewegten Körper ausübt, ganz besonders aber durch den Nachweis, daß mit der Einführung dieser Kontraktion sämtliche Gesetze der Fortpflanzung des Lichtes, wie überhaupt sämtliche elektrodynamischen Vorgänge in irgendeinem Körpersystem völlig unabhängig werden von einer gemeinsamen translatorischen Bewegung des Systems, wofern man nur eine der jeweiligen Bewegung angepaßte besondere Art der Zeitmessung, die sog. Ortszeit, einführt.

Es ist sehr merkwürdig und bezeichnend für die Festigkeit, mit welcher LORENTZ' physikalische Denkweise in der mechanischen Naturanschauung wurzelte, daß er auch in späterer Zeit bei dieser Erklärung stehen blieb, und daß er die unter solchen Umständen naheliegende Frage, ob denn der Begriff der Geschwindigkeit eines Körpers gegenüber dem Lichtäther überhaupt noch einen physikalischen Sinn hat, weder selber aufwarf, noch auch, nachdem sie ihm von anderer Seite entgegengetreten war, sich gleichfalls zu eigen machte, sondern daß er zeitlebens lieber auf die Einführung des Relativitätspostulats verzichtete und die Sätze der Relativitätstheorie als gewissermaßen zufällig überall giltige Beziehungen hinnahm, als daß er sich entschlossen hätte, die Hypothese eines substantiellen Trägers der Lichtwellen und damit die Festlegung eines ausgezeichneten Bezugssystems preiszugeben. Natürlich hinderte ihn das in keiner Weise, der Großtat EINSTEINS wärmstes Interesse und volle Anerkennung entgegenzubringen, ja sogar an ihr tätig mitzuarbeiten; wie er denn auch einer unter den ersten gewesen ist, die dem Schöpfer der allgemeinen Relativitätstheorie beim Bekanntwerden der Messungen über die Ablenkung des Lichtes im Gravitationsfeld der Sonne einen besonderen Glückwunsch aussprachen. Aber trotz der regen Teilnahme und dem tiefdringenden Verständnis, mit welchem er jede prinzipielle Neuerung auf dem Gebiet der theoretischen Physik zur Kenntnis nahm, bewahrte er einer solchen gegenüber dennoch stets, wie es sich für einen richtigen Klassiker ziemt, äußerst vorsichtige Zurückhaltung und übte an ihr gern seine klare und scharfe Kritik.

Die Studien über die unregelmäßigen Bewegungen der Atome, Ionen und Elektronen führten ihn naturgemäß auch auf statistische und thermodynamische Probleme, denen er eine größere Anzahl von Spezialuntersuchungen gewidmet hat. Zu ihnen gehören die Arbeiten über die elektrische und thermische Leitungsfähigkeit der Metalle, sowie die über das Virial und die Entropie.

Mit besonderem Interesse verfolgte er die Entwicklung der Thermodynamik der Wärmestrahlung. Hier gelang es ihm, auf verschiedenen voneinander unabhängigen Wegen zu zeigen, daß die klassische Theorie für die Energieverteilung im Normalspektrum in innerlich widerspruchsfreier Weise zu einem ganz bestimmten, nämlich dem RAYLEIGHschen Strahlungsgesetz führt, und weiter, daß die diesem Gesetz entsprechenden thermodynamisch berechneten Schwankungen der Strahlungsenergie sich als das notwendige Resultat der optischen Interferenzen zwischen den Strahlen benachbarter Richtungen und Frequenzen ergeben. Auf der anderen Seite zeigte er mit der nämlichen Deutlichkeit, daß alle Versuche, vom Standpunkt der klassischen Theorie aus die tatsächliche spektrale Energieverteilung zu verstehen, zur Erfolglosigkeit verurteilt sein müssen. So wurde mehrfach versucht, die Folgerung des RAYLEIGHschen Gesetzes, daß in einer auf bestimmter Temperatur gehaltenen Hohlraumstrahlung ein wahres Strahlungsgleichgewicht gar nicht zustande kommen kann, weil die Energie mit steigender Frequenz ins Unendliche wächst, dadurch zu umgehen, daß man eine enorme zeitliche Verzögerung der Energieverschiebung nach höheren Frequenzen annahm. LORENTZ versperrte jeglichen derartigen Ausweg durch die folgende ebenso beweiskräftige wie einfache Überlegung. Nach dem RAYLEIGHschen

Strahlungsgesetz wäre das Emissionsvermögen eines schwarzen Körpers für jede Farbe proportional der absoluten Temperatur; also wäre z. B. das Emissionsvermögen bei 0° C etwa der 5. Teil des Emissionsvermögens bei 1200° C. Nun ist für einen beliebigen Körper, z. B. Silber, das Emissionsvermögen gleich dem Produkt aus dem Emissionsvermögen eines schwarzen Körpers und dem Absorptionsvermögen, welches bei Silber von 0° C für Gelb etwa $\frac{1}{10}$ beträgt. Daraus folgt für das Emissionsvermögen von Silber bei 0° C im Gelben der Wert von $\frac{1}{10} \cdot \frac{1}{5} = \frac{1}{50}$ des Emissionsvermögens eines schwarzen Körpers bei 1200° C für Gelb. Demnach müßte also nach der klassischen Theorie eine Silberplatte bei 0° C im dunkeln jedenfalls gut sichtbar sein, im krassen Gegensatz zur Wirklichkeit.

Der von der Quantenhypothese dargebotene Ausweg aus dieser Schwierigkeit, der eine von der klassischen abweichende Statistik zum Ausgangspunkt nimmt, wurde von LORENTZ sogleich in seiner vollen Bedeutung gewürdigt. Aber er erkannte auch unmittelbar, daß mit der Einführung des elementaren Wirkungsquantums eine tiefe Bresche in das feste Fundament der klassischen Theorie gelegt wird, und verhielt sich daher der weiteren Entwicklung der Quantentheorie gegenüber vorwiegend skeptisch. Zweifellos hat er, wie jeder gewissenhafte Theoretiker, um die Entwirrung der hier auftretenden tiefliegenden Probleme schwer gerungen. Um so entschiedener war er bereit, überall da, wo er, sei es auf experimentellem oder auf theoretischem Gebiete, einen wirklichen Fortschritt gewahrte, seine anerkennende freudige Zustimmung zu äußern und zu betätigen.

Die Physik der tiefen Temperaturen erregte seine Aufmerksamkeit abgesehen von ihrem prinzipiellen Reiz auch noch durch die persönlichen Beziehungen zu seinem Kollegen KAMERLINGH ONNES, dessen zielbewußte, ungemein mühselige und zuletzt von schönstem Erfolg gekrönten Versuche zur Verflüssigung des Heliums er in einem ausführlichen Bericht mit dramatischer Lebendigkeit geschildert hat.

Wie vortrefflich er es überhaupt verstand, der geistigen Entwicklung und den Ideengängen bedeutender Forscher im einzelnen nachzuspüren und seine Eindrücke dann in fesselnden Worten vor einer größeren Zuhörerschaft zu schildern, haben wir bei seiner ausführlichen Gedächtnisrede auf LUDWIG BOLTZMANN erfahren, die er uns hier in Berlin im Jahre 1907 auf Einladung unseres Vorstandes von dieser selben Stelle aus hielt.

Im charakteristischen Gegensatz zu BOLTZMANN, KIRCHHOFF, CLAUSIUS zählte LORENTZ unter diejenigen Gelehrten, denen nicht nur die Versenkung in die eigene Wissenschaft, sondern auch der Verkehr mit Männern gleichen oder verschiedenen Berufes und eine entsprechende Wirksamkeit nach außen ein Lebensbedürfnis war; wie er denn auch stets ein Hauptgewicht darauf legte, die Theorie in gehörigem Zusammenhang mit der Praxis zu halten. Nichts zeigt dies deutlicher als die liebevolle Sorgfalt, die er nach seiner Entlastung von der Lehrtätigkeit der ihm von der Regierung übertragenen wissenschaftlichen Bearbeitung des Riesenprojektes der Trockenlegung der Zuider-See gewidmet hat, deren befriedigendes Gelingen ihn noch in seinem letzten Lebensjahre mit hoher Genugtuung erfüllte.

Mehrfach bemerkenswert sind auch die Reisen, die LORENTZ bei besonderen Gelegenheiten ins Ausland unternahm, um über größere Gebiete der theoretischen Physik zusammenfassende Vorträge zu halten. Von ihrem anregenden Inhalt zeugen verschiedene entsprechende Publikationen von bleibendem Werte, so die über Elektronentheorie, über Relativitätstheorie, über thermodynamische Statistik.

Seine reichen, auf alle Gebiete der Physik sich erstreckenden Kenntnisse und Erfahrungen, in Verbindung mit seiner Gewandtheit in der Behandlung von Menschen und von Geschäften befähigten ihn auch in höherem Grade als andere, bei Zusammenkünften von Physikern zu wissenschaftlichem Gedankenaustausch die Rolle eines Vermittlers zu spielen. Für jeden internationalen Physikerkongreß der letzten Jahre war LORENTZ der gegebene Ehrenpräsident. Mit seiner durch jahrelange erfolgreiche Forschertätigkeit gefestigten wissenschaftlichen Autorität und mit seiner souveränen Beherrschung der wichtigsten Umgangssprachen — ob er Holländisch oder Deutsch, Englisch oder Französisch redete, machte ihm nicht den geringsten Unterschied — war er von vornherein eines besonderen Einflusses sicher, den er stets weise auszunutzen verstand und zur Förderung der jeweils vorliegenden Angelegenheit einsetzte. Bei der Aufstellung und Ordnung des Programms der wissenschaftlichen Vorträge war er mit seinem Rate behilflich, den Vorsitz führte er mit der ihm eigenen schlichten Würde, die Debatten leitete er mit kluger Umsicht und belebte sie durch manch einleuchtendes Wort der Aufklärung, der Anregung oder der Frage.

So sahen wir ihn noch seines Amtes walten auf dem jüngsten internationalen Physikerkongreß, der im September vorigen Jahres zum Andenken an VOLTAS hundertjährigen Todestag in Como abgehalten wurde. Seine Gewissenhaftigkeit und Pünktlichkeit im Besuch der Sitzungen konnte für alle anderen Teilnehmer als Vorbild gelten. Und als nach dem letzten reich mit Vorträgen ausgefüllten Sitzungstag die Kollegen sich schließlich trennten, teils um etwas der Ruhe zu pflegen, teils um im Genuß der Natur oder der Geselligkeit Zerstreuung zu suchen, da setzte LORENTZ sich an den Schreibtisch und formte, in Erfüllung einer ihm übertragenen Aufgabe, aus sämtlichen auf der Tagung gehaltenen Vorträgen, nach ihrem Inhalt passend geordnet, ein kunstvolles Mosaikwerk, welches er in der feierlichen Schlußsitzung des Kongresses, die in der alten Universitätsstadt Pavia

stattfand, als zusammenfassendes wissenschaftliches Ergebnis der Tagung in einer sachlich und formell meisterhaften, auch des belebenden Humors nicht entbehrenden Ansprache der zum letztenmal versammelten Corona zum besten gab.

Noch bedeutungsvoller war seine Wirksamkeit wenige Monate später auf dem letzten Solvay-Kongreß in Brüssel, der einen verhältnismäßig kleinen Kreis von Fachgenossen aller Länder zu gründlicher wissenschaftlicher Aussprache zusammenführte. Hier handelte es sich um ganz spezielle und darum viel tiefer ins einzelne zu verfolgende Fragen, nämlich um den Komplex der von der neuen Quantenmechanik gestellten Probleme, welche gegenwärtig recht eigentlich das Sorgenkind der theoretischen Physik bilden. Wie er es hier verstand, nach Art eines richtigen Patriarchen seine international zusammengesetzte Familie zu betreuen, mit jedem einzelnen Mitglied persönlich die Fühlung zu halten, jeglichem das Seine zu geben und doch alle in dem sachlichen Interesse an dem gemeinsamen Werk fest zusammenzuhalten, ohne daß man ihm jemals eine Spur von Ermüdung angemerkt hätte, das wird jedem Teilnehmer des Kongresses unvergeßlich bleiben.

Bei seiner regen Anteilnahme an den Interessen der internationalen Wissenschaft ist es selbstverständlich, daß LORENTZ, der Zeit seines Lebens in der Richtung gegenseitiger Verständigung der Gelehrten aller Völker arbeitete, damals, als der Weltkrieg urplötzlich über die Nachbarländer hereinbrach, im tiefsten Innern getroffen wurde. Zu der Trauer über die gewaltsame Zerstörung vieler mühsam geschaffener kostbarer und unersetzlicher Werte kam in seinem menschlich warmfühlenden Herzen das Entsetzen über die blutigen Greuel der Schlachten und Kämpfe. Aus seinem eigenen Munde weiß ich, daß er bei Tag und Nacht, bis hinein in Schlaf und Traum, von grauenvollen Einzelbildern des furchtbaren Ringens verfolgt und gepeinigt wurde. Nach welcher Seite sich seine innersten Sympathien neigten, steht mir nicht an zu prüfen. Aus persönlicher Erfahrung weiß ich nur, daß er in erster Linie als Holländer fühlte und daß er im übrigen stets ehrlich bemüht war, in seinen Urteilen gerecht zu sein.

Nach Beendigung des Krieges betrachtete er es für den Rest seines Lebens als eine seiner vornehmsten Aufgaben, das Seine dazu beizutragen, damit wenigstens im Betrieb der Wissenschaften die vormals feindlichen Völker sich wieder wie früher zu gemeinsamer vertrauensvoller Arbeit zusammenfänden. An dieser Aufgabe hat er nach besten Kräften bis in die letzten Tage seines Lebens gearbeitet; aber den Erfolg seiner Bemühungen hat er nicht mehr gesehen. Die Schwierigkeiten erwiesen sich einstweilen noch als unüberwindlich. Sie lagen zum wesentlichen Teil in dem Umstand, daß aus der Zeit des Krieges noch ein unseliger Rest übriggeblieben ist, nämlich eine unnatürliche und durch keine sachlichen Gründe zu rechtfertigende Verquickung der Wissenschaft mit der Politik, eine Verquickung, die bekanntlich ursprünglich so weit ging, daß bei allen auf naturwissenschaftlichem Gebiet neu geschaffenen Organisationen den Ländern der Zentralmächte der Zutritt sogar satzungsmäßig versperrt wurde.

Daß eine solche Art internationaler Wissenschaftspflege von den deutschen Gelehrten als eine schwere Beleidigung ihrer nationalen Ehre empfunden wurde und ihnen jegliches Interesse an einer derartigen Gemeinschaft raubte, ist eine Selbstverständlichkeit, und ebenso, daß diese Empfindung nicht mit einem Schlage sich verflüchtigte, als in der Folgezeit jener Ausschlußparagraph, wesentlich auf Betreiben und unter der tatkräftigen Mitwirkung von LORENTZ, endlich aus den Satzungen entfernt wurde. Zum mindesten müssen die deutschen Gelehrten die Frage ihres Beitritts zu einer wissenschaftlichen internationalen Vereinigung von der Bedingung abhängig machen, daß in deren Verfassung politische Gesichtspunkte und Rücksichten, die mit Wissenschaft nichts zu tun haben, grundsätzlich ausgeschaltet sind.

Es ist keine Frage, daß LORENTZ, der seine Bemühungen um Herbeiführung einer Einigung unablässig fortsetzte, derartigen Bedenken volles Verständnis entgegenbrachte. Einen Beweis für die Bedeutung, welche man gerade seiner Mitwirkung bei den Versuchen zur Behebung der Schwierigkeiten beilegte, liefert die Tatsache, daß der von den zuständigen Stellen bereits in aller Form aufgenommene Plan einer im Laufe dieses Frühjahrs in Holland zu veranstaltenden Zusammenkunft und Besprechung deutscher und ausländischer Gelehrter auf die Nachricht von seinem Tode hin einstweilen aufgegeben wurde.

So war es ihm nicht vergönnt, das Werk verwirklicht zu sehen, das ihm in seinen letzten Lebensjahren so sehr am Herzen lag. Aber wir dürfen nicht daran zweifeln, daß die Vollendung dereinst auch ohne ihn gelingen wird; das ist einfach eine innere Notwendigkeit. Denn die Wissenschaft ist nun einmal international, und wer mit wirklich selbstloser Hingabe ihr dient, wird ganz von selber dazu geführt, in den Gelehrten fremder Länder nicht feindselige Konkurrenten, sondern gleichstrebende Arbeitsgenossen zu sehen. Deshalb ist es auch gar nicht notwendig und nicht ratsam, diese natürliche Entwicklung durch besondere äußerliche Organisationsmaßregeln künstlich beschleunigen zu wollen; sie wird viel besser und sicherer gefördert von innen heraus, anknüpfend an die von Fall zu Fall auftretenden sachlichen Bedürfnisse der Fachwissenschaften; und nicht durch schwerfällige offizielle Verhandlungen zwischen großen Körperschaften, sondern durch mündliche Besprechungen einzelner Persönlichkeiten, die das Vertrauen ihrer Landsleute besitzen. Aussicht bietende Anfänge in dieser Richtung sind ja bereits gemacht worden.

Aber noch ein anderes Ziel seiner Wünsche, ein Ziel, das seine Gedanken mindestens ebenso stark, ja in gewissem Sinn vielleicht noch eindringlicher

beschäftigte, sollte LORENTZ versagt bleiben zu schauen, nämlich die Vollendung des Neubaus der theoretischen Physik und die endgültige Festlegung des Platzes, welcher der klassischen Theorie darin zukommt. Denn als ein Grenzfall von fundamentaler Bedeutung wird diese sicherlich auch in die neue Theorie mit übergehen.

Niemand von uns weiß, wann dieses Ziel erreicht sein wird und welche Wandlungen sich noch vollziehen müssen, um dahin zu gelangen. Aber auch hier dürfen wir mit aller Zuversicht einem vollen Erfolg entgegensehen. Daß wir auf dem richtigen Wege dahin sind, dafür bürgt besonders der Umstand, daß gerade gegenwärtig die theoretische mit der experimentellen Forschung so eng zusammengeht, wie das in der Geschichte der Physik noch in keiner ihrer früheren Epochen der Fall war.

Wenn so die Zeit erfüllt sein wird, dann wird auch wieder ein Mann sich finden, der die letzte schaffende und formende Hand an das vollendete Werk legen und damit für die neue Physik dasselbe leisten wird, was LORENTZ für die klassische Physik getan hat. So wird seine tiefschürfende und stets auf volle Abrundung hinzielende Art zu arbeiten auch für spätere Geschlechter vorbildlich wirken, und das Andenken an diesen großen Gelehrten und edlen Menschen wird alle Zeit in unserer Gesellschaft lebendig bleiben.

Anomale Dispersion im Röntgengebiet.

Von J. A. PRINS, Groningen.

Es scheint mir zweckmäßig zu sein, auf die Ergebnisse einer vor einiger Zeit von mir angestellten Experimentaluntersuchung hier noch einmal zurückzukommen, obwohl darüber schon an anderer Stelle (Zeitschr. f. Physik **47**. 479. 1928) ausführlich berichtet worden ist. Namentlich möchte ich den einfachen Zusammenhang mit der Theorie hier besser beleuchten.

I. Seit einigen Jahren hat man bei Röntgenstrahlen Brechungserscheinungen beobachtet, die sich beschreiben lassen, indem man jeder Substanz einen Brechungskoeffizienten für Röntgenstrahlen zuschreibt, dessen Wert, n, sich ein wenig kleiner als Eins ergibt. Wir setzen dementsprechend:

$$n = 1 - \delta. \tag{1}$$

Die Abhängigkeit dieses Brechungskoeffizienten von der Wellenlänge, λ, stellt sich *in erster Annäherung* als sehr einfach heraus [1] [2] [3], nämlich:

$$\delta = \frac{e^2}{2\pi m c^2} N \lambda^2. \tag{2}$$

Hierin sind e, m und c die wohlbekannten Naturkonstanten, während N die Gesamtzahl der ***Elektronen*** pro Kubikzentimeter bedeutet. Diese „Dispersionsformel" (1) läßt sich auch theoretisch [4] [5] ableiten unter der Voraussetzung, daß alle Elektronen als *frei* zu betrachten sind, d. h. daß ihre Bindungsenergie klein gegen das $h\nu$ der einfallenden Strahlung ist. Diese Annahme wird sicher mit genügender Annäherung realisiert sein bei Stoffen, wie z. B. Glas, die aus leichten Atomen aufgebaut sind und bei Gebrauch von nicht zu weichen Röntgenstrahlen. Daß die Formel (1) auch noch bei schwereren Stoffen, wie z. B. Spiegelmetall, angenäherte Gültigkeit besitzt, ist dadurch zu erklären, daß hierin wenigstens die überwiegende ***Mehrzahl*** der Elektronen genügend locker gebunden ist.

II. Man wird jedoch erwarten [3], daß der Einfluß der fester gebundenen Elektronen auf die Dispersion namentlich für Wellenlängen nahe an der bezüglichen Absorptionskante, in Wirklichkeit nach einer komplizierteren Formel [7] [8] als (2) stattfindet. Zweck unserer Untersuchung war es, diese Erscheinung, die man als *„anomale Dispersion"* bezeichnen kann, experimentell zu erforschen. Hierbei ist wohl im Auge zu behalten, daß auch bei den günstigsten Umständen, die sich ohne Vakuum erreichen lassen, der gesuchte Effekt nur zu beobachten ist, überlagert auf die viel stärkere *„normale Dispersion"* nach (2), die durch die übrigen, lockerer gebundenen Elektronen verursacht wird. Als Substanz wurde von mir Eisen ($Z = 26$) gewählt, dessen K-Absorptionswellenlänge eben noch nicht von Luft stark absorbiert wird. In diesem Falle beträgt die Zahl der anomal dispergierenden K-Elektronen $^2/_{26}$ von allen anwesenden Elektronen. In Wirklichkeit war dieses Verhältnis noch etwas geringer, nämlich 5,65 %, weil, der Polierung wegen, anstatt reinem Eisen ein „rostfreier Stahl" der Zusammensetzung 72 Fe + 19 Cr + 8 Ni + 1 C benutzt wurde. Die Dichte dieses Materials war 7,89.

III. Dieser Stahl wurde in der Form eines optisch polierten Spiegels verwendet und dessen Brechungskoeffizient nach der Methode der Totalreflexion [2] bestimmt. Diese Methode beruht bekanntlich darauf, daß ein Röntgenstrahl vom Spiegel „total" reflektiert wird, wenn der Glanzwinkel, unter dem er die Oberfläche trifft, kleiner ist als ein bestimmter kritischer Wert, der „Grenzwinkel" φ_m, für den man aus dem Brechungsgesetz die Beziehung:

$$\varphi_m = \sqrt{2\delta} \tag{3}$$

findet.

Um nun φ_m (und damit δ) als Funktion von λ zu studieren, wurde die in Fig. 1 dargestellte Anordnung benutzt.

Mittels der Wolframantikathode A, des stillstehenden

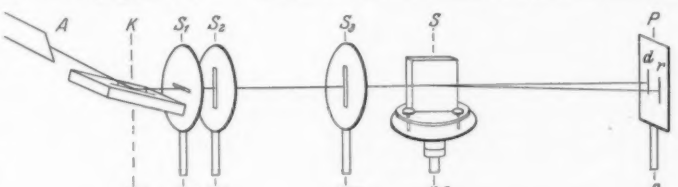


Fig. 1. Apparatur zur Aufnahme der Totalreflexion eines kontinuierlichen Spektrums.

Krystalles K, des horizontalen Spaltes S_1 und der beiden vertikalen Spalten S_2 und S_3 wird ein schmales spektral

zerlegtes Röntgenbündel gebildet. Teilweise passiert dies den Spiegel und bildet auf der Platte P das *kontinuierliche* direkte Spektrum d; der zentrale Teil des Bündels jedoch wird am Spiegel reflektiert und bildet das reflektierte Spektrum r. Der Spiegel wird während der Exposition gedreht, wodurch eine Reihe aneinanderschließender reflektierter Spektra entsteht, die zusammen einen Streifen bilden.

IV. Die äußere Begrenzung dieses Streifens ergibt ohne weiteres den Grenzwinkel φ_m als Funktion der Wellenlänge λ. Eine in dieser Weise gewonnene Aufnahme zeigt die Fig. 2.

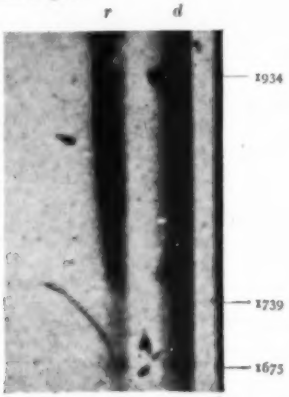


Fig. 2. Aufnahme der Totalreflexion eines kontinuierlichen Spektrums (9fach vergrößert, das Original ist viel schärfer).

Das reflektierte Spektrum steht hier links. Der gleichmäßig exponierte Spektralbereich reicht von 1675 *XE* bis zu 1938 *XE* und umfaßt also die Fe-K-Kante, welche bei 1739 *XE* liegt. Auf dieser Aufnahme, die von weiteren ähnlichen gestützt wird, springen zwei Erscheinungen deutlich ins Auge:

a) An der kurzwelligen Seite der Kante ist die Reflexion nicht total. Dies hängt mit der starken Absorption in diesem Gebiet zusammen und läßt sich erklären, indem man dementsprechend mit einem komplexen Brechungskoeffizienten $n = 1 - \delta - \varepsilon i$ rechnet, wo ε gleich dem Absorptionskoeffizienten multipliziert mit $\lambda/4\pi$ ist. Wir gehen hierauf an dieser Stelle nicht näher ein und verweisen auf die früheren Publikationen [9] [10] [11].

b) An der langweiligen Seite dagegen ist die Reflexion wegen der geringen Absorption nahezu total und der Grenzwinkel dementsprechend ziemlich scharf definiert. Man kann hier also den Verlauf des Grenzwinkels mit der Wellenlänge unmittelbar ablesen. In erster Annäherung ist dieser Verlauf in Übereinstimmung mit (2) und (3) linear; bei genauerem Zusehen jedoch zeigt sich eine Krümmung nach innen, die beim Annähern an die Kante deutlicher wird. Hierin möchte ich einen *ersten Beweis* für die Existenz der gesuchten anomalen Dispersion sehen.

V. Um auch zahlenmäßig die beobachteten φ_m mit den theoretischen zu vergleichen, wurden doppelseitige Aufnahmen (Spiegel 180° schwenken) gemacht und diese an einigen Stellen ausgemessen.

In der Fig. 3 sind die ausgemessenen Werte durch horizontale Striche angedeutet und mit einer theoretischen Kurve C (vgl. VI) verglichen. Wie man sieht, ist die Übereinstimmung vollständig, insoweit es die Meßgenauigkeit zu beurteilen gestattet. Hierin möchte ich einen *zweiten Beweis* für die Existenz einer anomalen Dispersion in Übereinstimmung mit der Theorie (vgl. VI) sehen. Die schwache Krümmung, die die

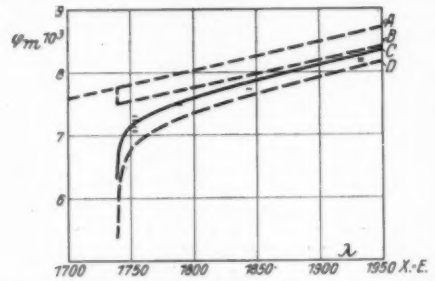


Fig. 3. Grenzwinkel totaler Reflexion (φ_m) als Funktion der Wellenlänge bei *Fe*.
A. Theoretische Kurve für 26 freie Elektronen pro Atom.
B. Theoretische Kurve für 24 freie Elektronen pro Atom.
C. Theoretische Kurve für 1,3 *K*-Oszillatoren pro Atom.
D. Theoretische Kurve für 2,0 *K*-Oszillatoren pro Atom.

„Dispersionskurve" in der Nähe der Kante haben soll, ist aus den gemessenen Werten nicht ohne weiteres ersichtlich, sie tritt aber, wie schon oben bemerkt wurde, in der direkten Aufnahme (Fig. 2) unmittelbar zutage.

VI. Die theoretische „Dispersionskurve" C der Fig. 3 ist berechnet nach der folgenden Formel:

$$\varphi_m = \frac{e\lambda}{C\sqrt{\pi m}} \sqrt{\frac{26 \cdot 7{,}89 \cdot 6{,}06 \cdot 10^{23}}{55{,}8}\left[1 + \frac{1{,}3 \cdot 0{,}0565}{2}\frac{\lambda^2}{\lambda_k^2}\ln\left(1 - \frac{\lambda_k^2}{\lambda^2}\right)\right]} \quad (4)$$

Diese Formel läßt sich, wie man z. B. bei KALLMANN und MARK[8]) ausführlich dargestellt findet, ableiten aus folgenden drei Annahmen:

1. Die L- usw. Elektronen dispergieren nach (2).
2. Die *Fe*-K-Elektronen dispergieren wie nach einem ν^{-3}-Gesetz, kontinuierlich zwischen ν_K und ∞ verteilten, Oszillatoren.
3. Die Gesamtstärke dieser „K-Oszillatoren" entspricht einer Anzahl von 1,3 Dispersionselektronen in der K-Schale[1].

Diese Zahl 1,3 der letzten Annahme, die von der von KALLMANN und MARK angesetzten Zahl, 2, abweicht, ist, wie aus der Fig. 2 ersichtlich, wesentlich, um Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment zu bekommen. Weil dies jedoch vielleicht auf den ersten Blick etwas Befremdendes hat, mag hier darauf hingewiesen werden, daß man aus den obigen Annahmen ohne Weiteres[2] auch den *K-Schwächungs*koeffizienten für Röntgenstrahlen berechnen kann und daß man auch dann wieder (wenigstens für Wellenlängen nahe der Kante) Übereinstimmung mit dem Experiment be-

[1] Dementsprechend wird für die Zahl der übrigen Elektronen 24,7 anstatt 24 angenommen.

[2] Die Größe der Dämpfung der Oszillatoren, die man für diese Rechnung annehmen muß, fällt in erster Annäherung aus der Endformel fort [10]).

kommt bei Annahme einer K-Oszillatorenzahl nahezu gleich 1,3 statt 2.

VII. Bei diesen Ableitungen ist der Bequemlichkeit der Rechnung halber angenommen, daß die Oszillatorenverteilung oder, was auf dasselbe hinausgeht der Schwächungskoeffizient genau nach einem ν^{-3}-Gesetz verläuft. In Wirklichkeit ist dies jedoch nur eine grobe Annäherung. Für Wellenlängen nahe an der Kante wäre vielmehr [12]) der Wert des Exponenten ungefähr 2,6; bei wachsendem ν stellt sich erst allmählich der Wert 3 ein.

Dadurch wird die *Gesamtstärke* der *Fe-K*-Oszillatoren etwas größer ausfallen als die oben aus Messungen in der Nähe der Kante nach einem ν^{-3}-Gesetz berechnete Zahl 1,3. Anstatt 1,3 ergibt sich sodann ungefähr 1,5 oder vielleicht etwas mehr.

Jedenfalls aber ergibt sich die „K-Oszillatorenstärke" wesentlich kleiner als 2. Eine Erklärung dieser Tatsache ist neuerdings von KRAMERS und DE KRONIG [13]) vorgeschlagen. Diese Erklärung beruht darauf, daß infolge des Pauli-Verbots Oszillatorenstärke von inneren Elektronenschalen auf äußere „übergeschoben" wird.

Alles zusammengenommen ist also die Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie recht befriedigend. Dies sei ausdrücklich hervorgehoben, weil es sich, wenigstens bei den Dispersionsmessungen, um einen sehr kleinen Effekt handelt und man von anderer Seite [14]) hier zu Ansichten gekommen ist, die mit den meinigen nur teilweise übereinstimmen.

Literatur:

1. W. STENSTRÖM, Diss. Lund, 1919.
2. A. H. COMPTON, Phil. Mag. **45**, 1121. 1923.
3. E. HJALMAR, Ann. d. Physik **79**, 550. 1926.
4. C. G. DARWIN, Phil. Mag. **27**, 315. 1914.
5. P. P. EWALD, Ann. d. Physik **54**, 519. 1918.
6. A. EINSTEIN, Verh. d. Deutsch. physik. Ges. **20**, 86. 1918.
7. R. DE L. KRONIG, Journ. Opt. Soc. **12**, 554. 1926.
8. H. KALLMANN en H. MARK, Ann. d. Physik **82**, 585. 1927.
9. J. A. PRINS, Nature, **120**, 188. 1927.
10. J. A. PRINS, Zeitschr. f. Physik **47**, 479. 1928.
11. J. A. PRINS, Physica **8**, 68. 1928.
12. E. JÖNSSON, Diss. Lund, 1927.
13. H. A. KRAMERS und R. DE L. KRONIG, Zeitschr. f. Physik **48**, 174. 1928.
14. R. FORSTER, Naturwissenschaften **15**, 969. 1927. R. FORSTER, Helvetica Physica Acta **1**, 18. 1927.

Zuschriften.

Der Herausgeber bittet, die *Zuschriften* auf einen Umfang von *höchstens* einer Druckspalte zu beschränken, bei längeren Mitteilungen muß der Verfasser mit Ablehnung oder mit Veröffentlichung nach längerer Zeit rechnen.

Für die Zuschriften hält sich der Herausgeber nicht für verantwortlich.

Eine neue Erscheinung bei der Lichtzerstreuung in Krystallen.

Bei dem Studium der molekularen Lichtzerstreuung in festen Körpern, welches zur Klärung der Frage vorgenommen wurde, ob dabei eine Wellenlängenänderung stattfindet, was man nach der DEBYEschen Theorie der spezifischen Wärme vermuten kann, haben wir eine neue Erscheinung gefunden, die, wie es uns scheint, ein bedeutendes Interesse beansprucht.

Diese Erscheinung besteht in der Wellenlängenänderung, welche aber von anderer Größenordnung ist, als die von uns erwartete und welche einen ganz anderen Ursprung hat.

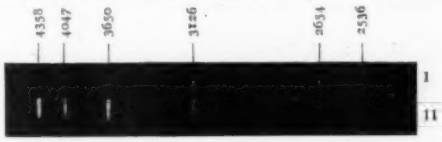
Ein intensives Lichtbündel von einer Quecksilberquarzlampe wurde durch ein Quarzkrystall gesandt, und das senkrecht zu dem primären Bündel zerstreute Licht wurde mittels eines Quarzspektrographen aufgenommen. Die gewöhnlichen Maßregeln gegen fremdes Licht wurden getroffen[1]. Als Vergleichsspektrum diente eine Aufnahme des von schwarzem Samt reflektierten Lichtes. Expositionszeit von 2—14 Stunden. Die Versuche wurden mit zwei verschiedenen Quarzstücken ausgeführt. Es erwies sich, daß auf allen Spektrogrammen alle Quecksilberlinien von je einem deutlich ausgeprägten Trabanten von etwas größerer Wellenlänge begleitet waren, und außerdem noch bei jeder Linie zwei oder drei weniger ausgeprägte andeutungsweise zum Vorschein kamen. In dem Vergleichsspektrum war keine Spur dieser Trabanten zu sehen. Fig. 1 gibt eines der Spektrogramme wieder. Die angenäherten Ausmessungen der Spektrogramme zeigen für den stärkeren Trabanten folgende Wellenlängenänderung:

[1] G. LANDSBERG, Zeitschr. f. Physik **43**, 773. 1927; **45**, 442. 1927.

Tabelle 1.

λ in Å	$\Delta\lambda$	
	beobachtet	berechnet
2536	ca. 30	30,8
3126	„ 47	47,0
3650	„ 63	64,0

Wir haben verschiedene Kontrollversuche angestellt, um festzustellen, daß die beobachteten Linien nicht von einem zufälligen falschen Licht herrühren. Der folgende Versuch scheint uns entscheidend zu sein. Zwischen dem zerstreuenden Quarzkrystall und dem Spektrographspalt wurde ein Quarzgefäß mit Quecksilberdampf eingeschaltet, welcher die Linie 2536 Ång-



I. Das Spektrum des zerstreuten Lichtes.
II. Das Vergleichsspektrum.

ström vollständig absorbiert. Auf dem Spektrogramm haben wir diese Linie nicht mehr erhalten, wohl aber ihre Trabanten. Das beweist sicher, daß diese Trabanten wirklich eine andere Wellenlänge haben als die Grundlinie.

Wir halten es für verfrüht, schon jetzt eine definitive Deutung der geschilderten Erscheinung zu geben. Eine der möglichen theoretischen Deutungen besteht vielleicht in folgendem: Bei der Zerstreuung des Lichtes können einige eigene ultrarote Frequenzen des Quarzes auf Kosten der Energie des zerstreuten Lichtes an-

geregt werden und dadurch würde die Energie der zerstreuten Quanten und folglich ihre Frequenz um die Größe der entsprechenden infraroten Quanten abnehmen. Geht man dabei von der Frequenz, welche der Wellenlänge $\lambda = 20{,}7\ \mu$[1] entspricht, aus, so erhält man eine gute Übereinstimmung zwischen den berechneten und tatsächlich beobachteten Werten (s. Tab. 1).

Ob und wieweit die von uns beobachtete Erscheinung mit der von RAMAN[2] erst kürzlich beschriebenen im Zusammenhang steht, können wir zur Zeit noch nicht beurteilen, weil seine Schilderung zu summarisch ist.

Moskau, Institut für theoretische Physik der I. Universität, den 6. Mai 1928.

G. LANDSBERG. L. MANDELSTAM.

Anmerkung bei der Korrektur. Wir haben inzwischen das im Kalkspat zerstreute Licht untersucht und dieselbe Erscheinung beobachtet. Die Wellenlängeänderung ist hier größer als im Quarz. Sie würde einer Infrarotenfrequenz von $\lambda = 9.1\ \mu$ entsprechen.

Zur Frage des Atomgewichts des Protactiniums.

In H. 23 dieser Zeitschr. hat O. HAHN über den Stand der Protactiniumforschung berichtet und dabei auf verschiedene Probleme, die heute aktuell sind, hingewiesen. Hierunter ist eine der wichtigsten Fragen das Atomgewicht des Protactiniums, für das man, wie O. HAHN ausführt, auf rein theoretischem Wege zu verschiedenen Werten kommt.

Durch eine Analyse der bisher gemachten Atomgewichtsbestimmungen radiogenen Bleis, das sich als ein Gemisch von RaG, AcD und ThD darstellt, dabei aber auch noch durch „gewöhnliches Blei" verunreinigt sein kann, habe ich versucht, das Atomgewicht des AcD, des Endproduktes der Actiniumreihe, zu ermitteln[1]. Ich erhielt dafür die Werte 206,54, 207,5, 207,5, 207,4, 207,5, 207,6, woraus sich der Mittelwert 207,42 berechnet. Da die bei der Rechnung benutzten Konstanten sicher nicht ganz genau sind, darf man rund 207 als Atomgewicht des AcD annehmen. Daraus würde sich das Atomgewicht des Protactiniums, das durch Abspaltung von 6 α-Teilchen in das AcD übergeht, zu $207 + 6 \cdot 4 = 231$ berechnen.

So möchte ich 231 als den heute wahrscheinlichsten Wert für das Atomgewicht des Protactiniums annehmen. Es bleibt nun abzuwarten, ob die hoffentlich bald erfolgende experimentelle Atomgewichtsbestimmung des Protactiniums diesen Wert stützt. FRANZ LOTZE.

Göttingen, Geologisches Institut der Universität, den 13. Juni 1928.

[1] RUBENS und NICHOLS, Ann. d. Physik **60**, 418.1897. An dem Wert $20{,}7\ \mu$ ist keine Korrektur angebracht worden, da es sich vorläufig überhaupt um ziemlich rohe Messung handelt.

[2] RAMAN und KRISHNAN, Nature, 31. March 1928; 21. April 1928.

[1] Zeitschr. f. anorg. u. allg. Chem. **170**, 213–221. 1928.

Besprechungen.

OSEEN, C. W., **Neuere Methoden und Ergebnisse in der Hydrodynamik.** (Aus der Sammlung: Mathematik und ihre Anwendungen in Monographien und Lehrbüchern.) Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft 1927. XXIV, 337 S. und 7 Abb. 15 × 23 cm. Preis geh. RM 22.–, geb. RM 24.–.

Die Arbeiten des Verfassers zur Hydrodynamik gehören zweifellos zu den wertvollsten, die in den letzten beiden Jahrzehnten zur mathematischen Behandlung dieses Gebietes beigetragen worden sind. Es ist daher zu begrüßen, daß sie nun, weil im einzelnen schwer erreichbar, in Buchform neu bearbeitet vorliegen. Das Buch will somit, wie auch sein Name sagt, kein Lehrbuch im üblichen Sinne sein, wenn es auch die mathematischen Grundgleichungen der Hydrodynamik, und zwar in charakteristischer Weise, erneut ableitet. Es wendet sich vielmehr an Leser, die die hauptsächlichen Entwicklungen der Hydrodynamik, wie sie z. B. in dem LAMBschen Lehrbuch enthalten sind, schon kennen, und stellt auch in mathematischer Hinsicht keine geringen Anforderungen.

Sein Ziel: Den Inhalt der hydrodynamischen Gleichungen durch Übertragung und Erweiterung der in der Potentialtheorie geschaffenen analytischen Methoden weiter auszuschöpfen, als es die vorhandenen Darstellungen vermochten, und zwar hauptsächlich im Hinblick auf zwei Problemgruppen: Erstens für die Bewegung von festen Körpern in Flüssigkeiten von großer Zähigkeit (genauer bei kleiner REYNOLDSscher Zahl), wo die STOKESsche Näherungstheorie zwar im Grenzfall ein richtiges und viel benutztes Widerstandsgesetz liefert, aber zu Widersprüchen führt, wenn man versucht, dieses Gesetz durch weitere Entwicklung auf seinen Gültigkeitsbereich zu prüfen. Und zweitens für den gegenteiligen Grenzfall sehr kleiner Zähigkeit (bzw. großer REYNOLDSscher Zahl), wo bekanntlich der mit den Gleichungen verträglichen Potentialströmung nur beschränkte Realität zukommt, andererseits die PRANDTLsche „Grenzschicht"auffassung noch nicht rein theoretisch durchgeführt werden konnte, ohne Zuhilfenahme empirischer Hilfsmittel, die bei voller Beherrschung der in den Differentialgleichungen enthaltenen Aussagen vermeidbar sein müßte.

So ergab sich naturgemäß eine Dreiteilung des Werkes: Im 1. Teil die Grundlegung der (STOKESschen) Differentialgleichungen der Hydrodynamik und ihre Behandlung, zunächst noch ohne Berücksichtigung anderer Randbedingungen als der, daß die Strömung in genügender Entfernung singularitätenfrei sein solle, um ein abgeschlossenes Problem formulieren zu können. Es handelt sich hier um die Übertragung der potentialtheoretischen Methode der „Grundlösungen", d. h. die Aufstellung der Funktionen, die für die Hydrodynamik die Rolle des NEWTONschen Potentials $\frac{1}{r}$ übernehmen, dessen Aufgabe es ist, Potentialfelder durch punktförmige Ladungen zu erzeugen. Die Anwendung solcher Funktionen in der Hydrodynamik dient hauptsächlich zum Zwecke der schrittweisen Behandlung ihrer Gleichungen, die bekanntlich wegen der Trägheitsglieder nicht linear sind. Sie haben die Form (in Vektorschreibweise: $\mathfrak{u}$ = Geschwindigkeitsvektor, p = Druck, ϱ = Dichte, μ = Zähigkeitskoeffizient):

$$(1) \qquad \varrho\left(\frac{\partial \mathfrak{u}}{\partial t} + \mathfrak{u} \cdot \operatorname{grad} \mathfrak{u}\right) + \operatorname{grad} p - \mu \cdot \Delta \mathfrak{u} = 0\,,$$

und erst eine geeignete „Linearisierung" ermöglicht die Anwendung der potentialtheoretischen Methoden, gestattet dann andererseits, die gestrichenen quadratischen Glieder als inhomogene Bestandteile zu deuten und schrittweise zu berücksichtigen. STOKES hat bei seiner Widerstandsberechnung einfach die gesamten

quadratischen Glieder der Form $\mathfrak{u} \cdot \operatorname{grad} \mathfrak{u}$ weggestrichen; dann bleibt im nichtstationären Falle (z. B. Bewegung eines Körpers durch ruhende Flüssigkeit) das Glied $\frac{\partial \mathfrak{u}}{\partial t}$ stehen, im stationären Falle (Strömung der Flüssigkeit gegen den ruhenden Körper) aber gar kein Glied mit dem Dichtefaktor ϱ. Schon vom Standpunkt der Relativität kann daher dieses Vorgehen nicht richtig sein, und die oben erwähnte Schwierigkeit der STOKESschen Entwicklung ist in der Tat hierauf zurückzuführen. OSEEN hat erkannt, daß man auch im letzteren Falle anders vorgehen muß: Wenn U die (etwa x-gerichtete) ungestörte Strömungsgeschwindigkeit ist, so muß man die Abweichungen von dieser betrachten, also $\mathfrak{u} = U + \mathfrak{u}'$ setzen, und dann nur die in $\mathfrak{u}'$ quadratischen Glieder streichen, dagegen die mit U beibehalten, die gerade für große Entfernungen ausschlaggebend werden. Man hat es daher mit folgenden „linearisierten" Gleichungen zu tun, auf die sich der Hauptinhalt des Buches bezieht (die Indices $'$ lassen wir wieder weg):

(2a) (Nichtstationär) $$\varrho \frac{\partial \mathfrak{u}}{\partial t} + \operatorname{grad} p - \mu \cdot \Delta \mathfrak{u} = 0,$$

(2b) (Stationär) $$\varrho U \frac{\partial \mathfrak{u}}{\partial x} + \operatorname{grad} p - \mu \cdot \Delta \mathfrak{u} = 0,$$

wozu immer die Inkompressibilitätsbedingung $\operatorname{div} \mathfrak{u} = 0$ tritt.

Die Grundlösungen dieser Gleichungen werden im ersten Teil ausführlich aufgestellt und diskutiert; ohne auf ihre nähere Form hier einzugehen, sei nur erwähnt, daß die von (2b) wegen des Gliedes $U \frac{\partial \mathfrak{u}}{\partial x}$ nicht mehr kugelsymmetrisch in bezug auf ihren singulären Punkt sind, im Unterschied zum NEWTONschen Potential, und daß sogar ihre Abnahme nach dem Unendlichen hin eine ausgesprochene Unsymmetrie hat, gemäß einem Faktor: $e^{-\sigma(r+x)}\left(\sigma = \varrho \frac{U}{2\mu}\right)$. Eine unmittelbare Anwendung dieser Sätze ergibt sich in der Übertragung der bekanntlich von HELMHOLTZ für ideale Flüssigkeiten studierten Bewegung zweier sich beeinflussenden Wirbelfäden auf Flüssigkeiten mit innerer Reibung.

Der 2. Teil macht von diesen Entwicklungen Gebrauch, um Randwertaufgaben zu lösen, wie die der Bewegung eines Körpers durch Flüssigkeiten von großer Reibung; mittels der Grundlösungen werden diese Aufgaben auf Integralgleichungen zurückgeführt, nach bekanntem Vorbild der Potentialtheorie. Das wichtigste Ergebnis liegt in dem oben erwähnten Nachweis, daß die richtige Linearisierung der Gleichungen es ermöglicht, die für das Unendlichferne zu stellenden Bedingungen in den sukzessiven Näherungen zu erfüllen. In der Tat zeigen die linearisierten Gleichungen sofort, daß die von dem Körper hervorgerufenen Störungsströmungen in der für die Fundamentalfunktionen angegebenen Weise exponentiell nach außen hin abnehmen; die Verwendung der STOKESschen Form der Linearisierung aber würde dieses Exponentialglied schrittweise durch seine Reihenentwicklung ersetzen und daher im einzelnen Schritt die Randbedingungen nicht erfüllen, wie ja die Exponentialfunktion $e^{-z} = 1 - z + \frac{z^2}{2!} - \ldots$ wohl als Ganzes, nicht aber in ihren einzelnen Gliedern für $z = \infty$ verschwindet. Die Ergebnisse dieses Teils hinsichtlich der Widerstandsformeln finden sich dankenswerterweise am Schluß in einer Tabelle zusammengestellt; sie beziehen sich auf die Bewegung einer Kugel sowie eines beliebig orientierten Ellipsoids in zäher Flüssigkeit, die den ganzen Raum erfüllt, sowie ebensolche Bewegung mit einer begrenzenden ebenen Wand, eine Kugel in einer Röhre, 2 Kugeln in unbegrenzter Flüssigkeit und andere Fälle. Für einen Teil dieser Aufgaben ist durch die Methoden des Verfassers erstmalig eine befriedigende Lösung gelungen. Die STOKESsche Widerstandsformel erfährt in nächster Näherung eine Korrektur durch den Faktor $\left(1 + \frac{3R}{8}\right)$ (R = REYNOLDSsche Zahl).

Dem entgegengesetzten Grenzfall, der Bewegung durch eine Flüssigkeit verschwindender Zähigkeit, ist der 3. Teil des Buches gewidmet. Es lag nahe, diese Aufgabe, die in anderer Form zuerst von L. PRANDTL behandelt worden war, mit den hier entwickelten Mitteln, von den „linearisierten" Gleichungen aus, in Angriff zu nehmen, weil diese ja in größerer Entfernung vom Körper die richtigen Strömungsverhältnisse ergeben, wo die PRANDTLsche Theorie noch einer Ergänzung bedarf. Aber andererseits wird dafür die Streichung der quadratischen Glieder in der näheren Umgebung des Körpers auch als erste Näherung unstatthaft (der PRANDTLsche Grenzprozeß bezieht sich eben auf diese quadratischen Glieder), und daraus erwächst wieder für die OSEENsche Theorie die Unmöglichkeit, die Aufgabe vollständig zu lösen. Trotzdem ergibt der OSEENsche Grenzübergang — darauf beziehen sich die hauptsächlichen Entwicklungen dieses Abschnitts — eine Strömung, die der wirklichen, durch die „Grenzschichtreibung" hervorgerufenen Wirbelströmung recht ähnlich sieht: Nämlich ein Wirbelgebiet in dem, in der Strömungsrichtung gesehen, genau *hinter* dem Körper gelegenen Zylinder des Flüssigkeitsraumes, während außerhalb dieses Zylinders Potentialströmung herrschen soll. Die Berechnung dieser zusammengesetzten Strömung läßt sich wieder mittels einer Potentialaufgabe (gemischte Randwertaufgabe) leisten, die der Verfasser und seine Schule in verschiedenen Fällen behandelt haben. Die Art, wie diese Aufgabe im Falle einer dünnen Platte als Widerstandskörper mittels mehrdeutiger Funktionen gelöst wird, ist vom mathematischen Gesichtspunkt von hervorragender Schönheit. Zum numerischen Vergleich wurden auch empirische Resultate herangezogen — mit befriedigendem Erfolg.

Aber wie ist diese weitgehende Übereinstimmung, trotz der zweifellos unberechtigten Vernachlässigung der quadratischen Glieder, physikalisch aufzufassen? Ich glaube, daß dies der nachfolgend skizzierte Gedankengang verständlicher machen kann, als der von OSEEN durchgeführte schwierige Grenzübergang: Ein bekanntes Resultat der strengen Gleichung (1), wenn man darin sogleich den Zähigkeitskoeffizienten $\mu = 0$ setzt, sind die HELMHOLTZschen Wirbelsätze, die man dadurch erhält, daß man p eliminiert und noch die Divergenzbedingung berücksichtigt. Für die spezifische Wirbelintensität $\omega = \operatorname{rot} \mathfrak{u}$ erhält man so:

(3) $$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \mathfrak{u} \cdot \operatorname{grad} \omega = 0,$$

eine Gleichung, die dahin zu deuten ist, daß die Wirbelintensität an die Flüssigkeitsteile, als ihre Träger, gebunden ist, also z. B. bei stationärer Strömung längs der Strömungslinien konstant bleibt. Bei den OSEENschen linearisierten Gleichung (2) tritt nun an Stelle der Konvektionsgeschwindigkeit $\mathfrak{u}$ die Grundgeschwindig-

keit U, also an Stelle von (3) die vereinfachte Gleichung

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + U \cdot \operatorname{grad} \omega = 0 ; \tag{4}$$

das Verschwinden des zweiten Gliedes dieser Gleichung [entsprechend dem stationären Fall (2b)] drückt Konstanz der Wirbelintensität nicht längs der wirklichen, sondern längs der *ursprünglichen*, durch den Körper noch nicht gestörten Strömungslinien aus. Da diese ursprüngliche Strömung als Parallelströmung angenommen war, ist verständlich, daß die Wirbel nach dieser Theorie in dem geraden Zylinder hinter dem Körper liegen müssen, und daß die Flüssigkeit an der Rückseite des Körpers haften muß; denn ein Gleiten an der Oberfläche wäre mit einer unendlich großen Wirbelintensität äquivalent, die sich nach dem „verstümmelten" Wirbelsatze (4) in den Zylinder hinter dem Körper fortpflanzen müßte. Außerhalb dieses Zylinders dagegen fordert der gleiche Satz Potentialströmung, wenn in genügender Entfernung vor dem Körper Wirbelfreiheit angenommen war. Mittels der Gleichung (2) und der Divergenzbedingung kommt man dann auch direkt zur Formulierung der Oseenschen Potentialaufgabe. Man sieht hieraus zunächst: Das oben dargestellte Ergebnis des Oseenschen Grenzüberganges ist nur eine Folge der „Linearisierung" der Gleichungen; bei strenger Behandlung treten an seine Stelle die Helmholtzschen Wirbelsätze, und diese enthalten, bei überall verschwindender Zähigkeit, keinerlei Widerspruch gegen die Annahme einer vollständigen Potentialströmung.

Ein Beweis für die Notwendigkeit von Wirbeln in der Strömung kann also auf diesem Wege nicht erbracht werden, ebensowenig eine bestimmte Aussage über ihre Verteilung. Wenn aber gerade ein Fall vorliegt, in dem das wirkliche Wirbelgebiet mit dem Oseenschen (der Rückseite des Körpers) übereinstimmt, wie es bei der scharfrandigen Platte und unter Umständen auch beim Kreiszylinder der Fall sein dürfte, dann wird auch die Oseensche Potentialaufgabe annähernd den richtigen Strömungs- und Druckverlauf ergeben, und somit ein Mittel zur raschen Berechnung des Widerstands darstellen. Man kann auch — mit N. Zeilon, dem in einem Anhang des Buches selbst das Wort erteilt wird — noch einen Schritt weitergehen und die ursprüngliche Parallelströmung U durch eine andere Potentialströmung ersetzen, die sich nur in großer Entfernung ebenso verhält, und deren Strömungslinien dann als „Wirbelströmungslinien" in unserem obigen Sinne aufzufassen sind. Dann kann man damit auch solche Fälle treffen, in denen die Grenze zwischen Potential- und Wirbelgebiet nicht mehr gerade die breiteste Stelle des Widerstandskörpers ist, sondern vor oder hinter dieser liegt, so daß auch das Wirbelgebiet hinter dem Körper von der Zylinderform abweicht.

Um also noch einmal diese Auffassung von der entwickelten Theorie und ihre Stellung zu verwandten zu präzisieren: Während die Prandtlsche Theorie noch einer Ergänzung bez. der „äußeren" Randbedingung bedarf (die sie zunächst durch empirische Daten ersetzt hat), bedarf die Oseensche Theorie noch einer Ergänzung dahin, daß sie die „Ablösungsstelle" selbst nicht errechnen kann. Wenn aber diese Ablösungsstelle, z. B. empirisch, bekannt ist, so liefert die (auch ohne Grenzübergang direkt aus den Gleichungen (2) für $\mu = 0$ ableitbare) Oseensche Potentialaufgabe ein gutes Mittel, um die Strömungs- und Druckverteilung näherungsweise zu berechnen. Man sieht, wie eine Verbindung der beiderseitigen Ansätze vielleicht in der Zukunft noch weitere Fortschritte auf diesem schwierigen Gebiet der Strömungslehre erhoffen läßt.

F. Noether, Breslau.

Hückel, Erich, **Adsorption und Kapillarkondensation.** Theorien der Adsorption und Kapillarkondensation von Gasen und Dämpfen an festen Oberflächen und in porösen Körpern. Herausgegeben von Richard Zsigmondy als Teil der Kolloidforschung in Einzeldarstellungen. Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft 1928. VIII, 85 S. und 10 Abbildungen. 15 × 22 cm. Preis geh. RM 5.—, geb. RM 6.—.

Der Verfasser versucht das Erscheinungsgebiet der Adsorption von Gasen und Dämpfen an festen Oberflächen unter einheitlichen Gesichtspunkten verständlich zu machen, ohne es deshalb als etwas endgültig Abgeschlossenes hinzustellen. In den verschiedenen Abschnitten des Buches folgt auf eine Darstellung des empirisch bekannten Sachverhaltes die Entwicklung der thermodynamischen Grundbegriffe und im Anschluß hieran die molekulartheoretische Behandlung des Gegenstandes. Hierbei bleibt zunächst die spezifische Natur der Adsorptionskräfte unberücksichtigt. Ferner beschränkt sich die Untersuchung zunächst auf den Grenzfall kleiner adsorbierter Mengen. Von den denkbar einfachsten Annahmen ausgehend gelangt Verfasser an Hand des Vergleichs mit dem vorliegenden Beobachtungsmaterial zur Berücksichtigung allmählich verfeinerter Voraussetzungen, soweit die Einführung derselben für die Deutung der Versuchsergebnisse notwendig erscheint. Darauf erst gelangt die elektrische Erklärung der Adsorptionskräfte zur Diskussion, wobei einige in den früheren Darstellungen dieser Theorie noch enthaltene Unklarheiten Berichtigung finden. Neu ist insbesondere eine quantitative Abschätzung der verschiedenen auf ein polarisierbares Dipolmolekül des Adsorptivs wirkenden Einflüsse: desjenigen Anteils der Adsorptionsenergie, welcher vom elektrischen Feld des Adsorbens herrührt, desjenigen Anteils, der durch die Polarisierbarkeit des Moleküls bedingt ist, und der Rückwirkung auf das Adsorbens, die nach der Methode der „elektrischen Bilder" berechenbar ist. Die Theorie für die Adsorption größerer Mengen, welche die Berücksichtigung der gegenseitigen Kräfte zwischen den adsorbierten Molekülen erfordert, wird sowohl vom Standpunkt der Langmuir-Volmerschen Auffassung wie auch von dem der revidierten Polanyischen Hypothese aus eingehend erörtert.

Im zweiten Abschnitt des Buches beschäftigt sich der Verfasser mit der Oberflächenspannung reiner Flüssigkeiten und der Benetzung fester Körper. Ein besonderes Kapitel ist den Theorien der Oberflächenspannung reiner Flüssigkeiten von Laplace und van der Waals gewidmet. Auf die thermodynamische Berechnung der Verdampfungswärme bei der Verdampfung aus einer Flüssigkeitskugel gründet sich die Behandlung der Kapillarkondensation von Dämpfen an porösen Körpern und der damit verknüpften thermischen und kalorischen Erscheinungen.

Der Überblick über die Adsorptionserscheinungen an festen wie auch an den hier nicht behandelten flüssigen Oberflächen war bisher dadurch erschwert, daß die verschiedenen Autoren von ganz verschiedenen theoretischen Vorstellungen ausgingen, wodurch die Beziehungen der Arbeiten untereinander oft unkenntlich wurden. Dem Verfasser ist es gelungen, das Verständnis der Zusammenhänge zu erleichtern, so z. B. für die Anwendbarkeit der Adsorptionsisotherme von Freundlich, welche scheinbar im Widerspruch steht zu der von Langmuir, unter der Voraussetzung von Oberflächen-

teilen mit großen Unterschieden der Adsorptionsenergie.

Angenehm berührt wird der Leser durch die sachliche, nie verletzende Art, in der der Verfasser Kritik übt. Daher werden das Buch, auch diejenigen, die anderer Meinung sind, gerne zur Hand nehmen. Für alle, die tiefer in das Gebiet eindringen wollen, bietet es zur Zeit die einzige umfassende Darstellung der schwierigen Materie auf theoretisch einwandfreier Grundlage.

H. Cassel, Berlin.

HARTMANN, LUDWIG, **Aus Georg Simon Ohms handschriftlichen Nachlaß.** München: Bayerland-Verlag 1927. 255 S. und 7 ganzseitige Abbild. 15×22 cm. Preis RM 4.80.

Dies ist eine Biographie, deren Verfasser sich selbst bescheiden nur als „Herausgeber" bezeichnet und sich damit begnügt, lediglich einen verbindenden Text zu einer langen Reihe von authentischen Dokumenten zu liefern — zum größten Teil von eigenen Briefen Ohms, vielfach auch mit den dazu gehörenden Antworten seiner Korrespondenten, von Zeugnissen und Gutachten, Anstellungsdekreten usw. Aber die Auswahl dieser Dokumente ist mit so viel Geschick und Liebe zusammengestellt, daß daraus nicht nur ein geschlossenes Lebens- und Charakterbild des großen Physikers entsteht, sondern auch ein ungemein anschauliches Bild der Umgebung und der Formen, in denen das Leben eines Gelehrten in der ersten Hälfte des 19. Jahrhunderts sich bewegte. Man verfolgt Ohm von seiner frühen Gymnasiastenzeit, vor deren Ende er bereits, kaum 15jährig, in einem von dem damaligen Erlanger Mathematikprofessor Langdorf verfaßten Zeugnis als ein künftiger Bernoulli gerühmt wird — und dies trotz einer durchaus irregulären Vorbildung, die ihm wesentlich durch seinen ungemein strebsamen Vater, einen Schlossermeister zuteil geworden — über die Jahre, in denen er selbst als Mittelschullehrer, erst wenig glücklich in Bamberg, dann mit größerer Befriedigung in Köln tätig ist, in jene Periode seines Lebens, während deren er schon zu den höchsten wissenschaftlichen Leistungen aufsteigt, aber in unsicherer pekuniärer Lage sich von Berlin aus immer wieder erfolglos um eine Anstellung an einer deutschen Hochschule bewirbt, bis ihm endlich eine solche am Polytechnikum in Nürnberg zuteil wird, ihm hochwillkommen und in Wahrheit doch wohl lange nicht das, worauf er Anspruch zu machen berechtigt gewesen wäre, und bis er dann noch am Abend seines Lebens als Konservator der mathematisch-physikalischen Sammlungen des bayerischen Staates und Universitätsprofessor in München, als Ehrenbürger von Nürnberg, Ritter des Michaels- und des Maximiliansordens auch äußerlich zu den Ehren kommt, die ihm gebühren. Leicht ist ihm dieser Weg nicht gemacht worden, am wenigsten von den „vorgeordneten" Behörden: die Eingaben an das General-Kommissariat des Mainkreises, in denen der 25jährige Realstudienlehrer in Bamberg mit bewundernswerter Offenheit und Unerschrockenheit die anscheinend wirklich höchst unerfreulichen Zustände an seiner Schule bloßstellt, zeigen das ebenso deutlich, wie die später von Berlin aus geführten Verhandlungen mit den preußischen, bayerischen, oldenburgischen Regierung um eine Anstellung. Recht kennzeichnend unter den hier aufgeführten Dokumenten sind besonders die Gutachten der damaligen Vertreter der Physik an der Universität München, deren Namen die Wissenschaft längst vergessen hat, während Ohm damals schon seine Bewerbung durch Vorlage einer Anzahl seiner bedeutendsten Arbeiten begründen konnte, die aber gleichwohl seine Berufung nach München für unerwünscht halten, hauptsächlich (so faßt nicht ohne Ironie der Klassensekretär der Akademie diese Gutachten zusammen), „weil das Kollisionen veranlassen würde, indem er wegen der Kosten der Experimente Anspruch auf den Etat des Konservatoriums machen müßte, die sich aber von vornherein nicht angeben lassen, weil man bei dergleichen Untersuchungen eine Menge Experimente machen muß, die nichts lehren, als daß man auf diesem Wege nichts finde." Keinesfalls also als Physiker, wennschon überhaupt, dann höchstens als Mathematiker komme Ohm für München in Betracht! Worauf dann Schelling als Akademiepräsident endgültig die Ablehnung einer Anstellung Ohms in München („inwieweit dies bei den Universitäten Würzburg und Erlangen tunlich wäre, ist dieserorts nicht bekannt") beim König in tiefster Ehrfurcht befürwortet.

Zwischen diese offiziellen Schriftstücke sind in großer Zahl private Briefe an Verwandte, Freunde und Gelehrte eingereiht, die in den früheren Lebensjahren sich hauptsächlich mit seinen Schicksalen und Zukunftsplänen, später immer mehr auch mit seinen physikalischen Arbeiten beschäftigen. Unter den wissenschaftlichen Korrespondenten seien etwa Schweigger (der Herausgeber des Jahrbuches der Chemie und Physik), Fechner, Poggendorf genannt. In all diesen Briefen erscheint Ohm ebenso wie im Verkehr mit den Behörden als ein aufrechter, tapferer, dabei gütiger Mann, der seiner Meinung klaren eindeutigen Ausdruck verleiht, der gelegentlich einer Polemik ein kräftiges Wort nicht scheut, aber auch mit liebevoller Hingabe sich der in Not geratenen Hinterbliebenen eines Kollegen, oder eines unterstützungsbedürftigen Schülers annimmt. Denselben Eindruck mag man beim Betrachten der beiden Porträts gewinnen, die als Illustrationen dem Buch neben einigen Reproduktionen nach Ohmschen Originalapparaten sowie einer Probe seiner Handschrift beigegeben sind. So wird jeder, der diesen Band durchblättert, eine lebensvolle Vorstellung sich machen können von einem Gelehrten, der wohl kaum unter die ganz großen Heroen der Wissenschaft zu zählen ist, aber doch sicher unter die ersten Physiker seiner Zeit, und in dem — was kein geringes Lob ist — der Mensch dem Gelehrten in nichts nachstand.

Peter Pringsheim, Berlin.

AUFHÄUSER, D., **Brennstoff und Verbrennung.** II. Teil: Verbrennung. Berlin: Julius Springer 1928. IV, 107 S. und 13 Abbild. 14 × 22 cm. Preis RM 4.20.

Der vorliegende 2. Teil des Aufhäuserschen Buches ist durch dieselbe Eigenart gekennzeichnet, wie der hier seinerzeit besprochene I. Teil[1]. Die darin angewendete Betrachtungsweise weicht von der Strenge der üblichen wissenschaftlichen Betrachtungsweise ab und enthält zwar neue und interessante Gedanken, aber durch dieses Verlassen der sicheren wissenschaftlichen Bahn ist die Gefahr von Irrtümern gegeben, und zwar um so mehr, je kühner die Gedankenverbindungen werden. In der Tat ist das vorliegende Buch von solchen Irrtümern nicht freigeblieben, und in wesentlichen Punkten werden Schlußfolgerungen als feststehende Tatsachen dargestellt, denen man mit genau gleichem oder mehr Recht die gegenteilige Behauptung gegenüberstellen kann.

Hierzu einige Beispiele: Ein wesentlicher Bestandteil der Gedankengänge des Verf.s ist die „Wandlung der Brennstoffe zur Verbrennungsreife", d. h. die Überführung in CO und H_2, die *stets* der Verbrennung vor-

[1] Naturwissenschaften 15, 337/8. 1927.

ausgehen müsse, wenn es sich nicht um die allein unmittelbar brennbaren Stoffe CO und H_2 handelt. Hieran knüpft sich eine große Reihe von Schlußfolgerungen. Kennzeichnend ist dabei, daß von Messungen zur Bestätigung dieser Theorien nirgends die Rede ist. Alles baut sich auf Meinungen, und es muß in dieser Form ausgesprochen werden, vorgefaßten Meinungen auf. Im vorliegenden Falle kann man folgende Messungen entgegenhalten: In Gasgeneratoren und Hochöfen findet man in der Nähe des Lufteintrittes immer CO_2 und erst nach Durchlaufen des Gasstromes einer bestimmten Schicht von der Größenordnung $^1/_2$ m CO. Diese Erscheinung spricht gegen AUFHÄUSERS als Tatsache hingestellte Ansicht, daß C sich stets erst zu CO wandeln müsse und dann erst zu CO_2 verbrennen könne. Ähnliches läßt sich AUFHÄUSERS Anschauungen über die Wandlung der Kohlenwasserstoffe vor der Verbrennung entgegenhalten. Nach Messungen von WOLLERS und EHMKE liegen die Zündpunkte flüssiger Kohlenwasserstoffe viel tiefer als die von CO und H_2. W. A. BONE[1] fand, daß gasförmige Kohlenwasserstoffe leichter verbrennen als CO und H_2, und daß sie verbrennen, ohne vorher zu zerfallen. Man sieht also, daß der Grundmeinung AUFHÄUSERS, auf der sich sein ganzes Buch aufbaut, sich Messungen entgegenhalten lassen, die das Entgegengesetzte zumindest wahrscheinlich machen. — Auf S. 60 wird behauptet, daß die Zugwiderstände in einer Feuerung auf die Verbrennung zurückwirken, und zwar auch dann, wenn die Verbrennung vor Berührung von Heizflächen beendet ist. In Wirklichkeit hängt die Art der Verbrennung nicht davon ab, ob Druck oder Zug in der Feuerung herrscht, sondern nur von der Art der Mischbewegungen und den Temperaturen. Hinge sie von Druck oder Zug ab, so müßten die barometrischen Druckänderungen, die viel höher als alle Druckänderungen in gewöhnlichen Feuerungen sind, von entscheidender Bedeutung für die Entwicklung der Flammen sein, wovon keine Rede ist. Die Begründung AUFHÄUSERS für diesen Einfluß der Zugwiderstände lautet: „Daraus (aus den Strömungswiderständen) ergeben sich stets Dissonanzen zwischen Wandlungsgeschwindigkeit und Luftgeschwindigkeit, d. h. eine unvollkommene Wandlung zur Verbrennungsreife."

S. 72 betr. Wärmeübergang im Kessel: „Da sich indessen zwischen den heißen Gasen und dem Wasser die Kesselwandung befindet mit ihrer verhältnismäßig geringen inneren Wärmeleitfähigkeit, so muß bei der Wärmeübertragung vom Verbrennungsraum zum Kesselinhalt notwendigerweise eine Geschwindigkeitsdissonanz auftreten." So wird der Abwärmeverlust erklärt! Hier sei zur Erläuterung der wirklichen Verhältnisse hinzugesetzt, daß eine Verringerung des Abgasverlustes im Kessel nur durch Erhöhung der Wärmeübergangszahl Gas—Wand erreicht werden kann, da der Wärmewiderstand des Kesselblechs sehr klein ist. Die „Geschwindigkeitsdissonanz der Wärmeübertragung" ist für den Fachmann unverständlich und soll hoffentlich nicht heißen, daß mehr Wärme auf das Kesselblech übergeht, als durchgeleitet wird. Im übrigen gehört dieser Begriff in dasselbe Reich unklarer, gefühlsmäßiger Betrachtung wie die oben schon zitierte „Dissonanz" zwischen Wandlungs- und Luftgeschwindigkeit, wo ohne Umstände die molekulare chemische Reaktionsgeschwindigkeit mit der molaren gerichteten Luftgeschwindigkeit auf eine Stufe gestellt wird.

S. 89/90 wird auseinandergesetzt, daß durch die Druckerhöhung bei Widerständen (die bekannte Umsetzung von Geschwindigkeit in statischen Druck) im Feuergasstrom technischer Feuerungen die Zündgeschwindigkeit erhöht würde. Dagegen ist zu sagen, daß eine solche Druckerhöhung bestenfalls 1 mm WS. gegenüber dem Gesamtdruck von 10 000 mm WS (d. h. 1 Atmosphäre) beträgt! Von Wirbelung, die bei Widerständen auftritt und für die Flammenbildung und Zündgeschwindigkeit von entscheidender Bedeutung ist, steht in dem ganzen Buch kein Wort.

Im Interesse der Kürze sei von der Mitteilung weiterer Stichproben abgesehen. Das Buch ist in beiden Teilen ein Beispiel dafür, daß man in die Irre geht, wenn man die naturwissenschaftlich exakte Betrachtungsweise durch Meinungen und plausible qualitative Betrachtungen ersetzt. Solches Vorgehen kann nur unter einer Bedingung erlaubt sein, indem man nämlich die Überlegungen ausdrücklich als Arbeitshypothesen kennzeichnet und dann zahlenmäßig prüft.

A. SCHACK, Düsseldorf.

[1] Bericht über die Gasverbrennung: Phys. Zeitschr. 11, 1140/45. 1910.

NADAI, A., **Der bildsame Zustand der Werkstoffe.** Berlin: Julius Springer 1927. VIII, 171 S. und 298 Textabbildungen. 16×24 cm. Preis geh. RM 15.—, geb. RM 16.50.

Die in der Physik für die Zwecke der Mechanik übliche Unterscheidung eines festen, flüssigen und gasförmigen Zustandes der Materie erweist sich als unzulänglich und überflüssig, sobald man sich mit den Grenzgebieten zwischen den einzelnen Aggregatzuständen befaßt. Geht man vom festen Zustand der Materie aus, so ist eine scharfe Abgrenzung nach der Seite der zähen Flüssigkeiten nicht möglich. Zwischen beiden steht als Übergang der bildsame Zustand fester Körper, dessen Bedingungen in dem vorliegenden Buche behandelt werden.

Bei der Darstellung der Gesetzmäßigkeiten zwischen angreifenden Kräften und Verschiebungswegen ist das langsame Fließen als ein Gleichgewichtszustand betrachtet und als solcher der rechnerischen Behandlung zugänglich gemacht worden. Anknüpfend an die MOHRsche Darstellung der Spannungszustände werden die Begriffe der Verzerrung und Dehnung und die Grenzzustände für den spröden und bildsamen Zustand der Materie betrachtet. An eine Besprechung der Festigkeitshypothesen und neueren Ansätze in der Festigkeitstheorie schließt eine Behandlung des Zugversuches zur Ermittelung der wahren Bruchspannung an.

Wie schon im Buchtitel angedeutet, behandelt der Verfasser verschiedene Werkstoffe, insbesondere auch Metalle, was eine Berücksichtigung der Werkstoffeigenart erforderlich macht. Die betreffenden Buchabschnitte verraten eine gründliche Kenntnis der Bedeutung von Zusammensetzung und Gefügeaufbau, der Abhängigkeit der Eigenschaften von den Versuchsbedingungen und der Veränderungen des Werkstoffes unter der Einwirkung von Verformungskräften.

Als besonders geeignetes Mittel zur Veranschaulichung des jeweiligen Fließzustandes dient in erster Linie Beobachtung der Gleitflächen und -linien auf der Oberfläche und im Schnitt von Versuchskörpern in Verbindung mit einigen Feststellungen über beobachtete Gefügeänderungen der Werkstoffe. Der Hauptteil des Buches befaßt sich dementsprechend mit der versuchsmäßigen Darstellung derartiger Fließvorgänge bei verschiedenen Beanspruchungsarten, wie Zug, Druck, Verdrehung, Biegung u. a., immer in Verbindung mit Behandlung der theoretischen Berechnungsgrundlagen, ferner mit den Entstehungsbedingungen und Beobachtungsverfahren für die Gleitlinien und die sonstigen Kennzeichen der Werkstoffverformung. Beide Arten dieser den Fließvorgang begleitenden Er-

scheinungen sind in vorzüglichen Abbildungen, mit denen das Buch in reichlicher Anzahl ausgestattet ist, dargestellt worden.

Den Abschluß des Buches bildet die Behandlung einer Reihe weiterer, den Fließzustand betreffenden mechanischen Probleme, an die sich eine Betrachtung der Eigenspannungen in kalt verformten Werkstoffen anschließt. Soweit der Verfasser nicht auf Einzelheiten des behandelten Gebietes eingeht, hat er durch reichliche Quellenangabe das einschlägige Schrifttum nachgewiesen.

Das Buch ist klar geschrieben und vorzüglich ausgestattet. Die sorgfältige Gliederung des Stoffes in Einzelabschnitte läßt das nicht vorhandene alphabetische Sach- und Namensverzeichnis weniger vermissen. Schon infolge seines reichen Anschauungsstoffes verdient das Werk eine gute Aufnahme. Für den Festigkeitstheoretiker, aber auch für den Werkstoffverarbeiter bedeutet es eine wertvolle Bereicherung des vorhandenen Schrifttums. Es wird darum zweifellos in weiteren Kreisen Beachtung finden.

H. Meyer, Hamborn.

Physikalische Mitteilungen.

Der neue „Anschütz"-Feinmeßkreiselkompaß[1]. In der Seeschiffahrt hat der Kreiselkompaß mehr und mehr den Magnetkompaß verdrängt. Der Kreiselkompaß hat den großen Vorzug, daß er unbeeinflußt von den Eisenmassen des Schiffes die genaue Nordrichtung festzustellen gestattet, und daß an den Mutterkompaß eine beliebige Anzahl von Tochterkompassen angeschlossen werden kann. Den ersten brauchbaren Kreiselkompaß mit einem Kreisel hat 1908 die Firma Anschütz in Kiel konstruiert, der 1911 durch Anwendung mehrerer Kreisel fast unempfindlich gegen die Schlingerbewegungen des Schiffes gemacht wurde. Dieser Kompaß hat für nautische Zwecke Hervorragendes geleistet, wurde aber auf Betreiben der Marinebehörden in letzter Zeit für Zielbestimmungen der Artillerie zu einem Feinmeßkompaß, dem „neuen Anschütz", umgestaltet, der in der Vereinigung von Theorie und Praxis wohl eines der genialsten Meisterwerke deutscher Technik vorstellen dürfte.

Das Grundprinzip des Kreiselkompasses ist das folgende: Unterwerfen wir einen rotierenden Körper einer zusätzlichen Drehung um eine beliebige Achse, so sucht er seine Eigendrehachse parallel zur Zwangsdrehachse zu stellen (Regel vom gleichstimmigen Parallelismus). An jedem Orte der Erde wirkt daher die Winkelgeschwindigkeit der Erde auf einen rotierenden Körper, der mit der nötigen Anzahl von Freiheitsgraden gelagert ist, ein.

In Fig. 1 ist schematisch der Aufbau des Einkreiselkompasses dargestellt. Der in der Kapsel k befindliche

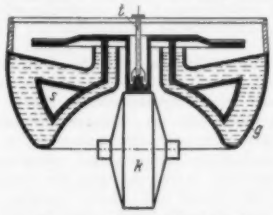


Fig. 1. Einkreiselkompaß.

Kreisel ist an einem Schwimmer s befestigt, der in ein kardanisch aufgehängtes und mit Quecksilber gefülltes Gefäß g eintaucht und durch den Stift t zentriert wird; durch diesen Stift wird auch eine Stromphase dem mit Drehstrom betriebenen Kreisel zugeführt. Der Schwerpunkt des Kreisels samt Schwimmer liegt etwas tiefer als der Schwerpunkt der verdrängten Quecksilbermasse, so daß eine Aufhängung des Kreisels nach Art eines Pendels vorliegt. Der Kreisel, der zwecks Erzielung einer genügend großen Richtkraft mit bis zu 30000 minutlichen Umläufen angetrieben wird, antwortet daher im wesentlichen nur auf die im Meridian liegende Horizontalkomponente der Winkelgeschwindigkeit der Erde, indem sich seine Achse nach Norden einstellt, nachdem etwa auftretende Schwingungen um die NS-Linie mittels Dämpfvorrichtungen zum Abklingen gebracht sind. Da der Kreisel aber auf einem bewegten Schiffe untergebracht ist, so können dadurch Mißweisungen auftreten. Denken wir uns ein auf einem Großkreise fahrendes Schiff, so entspricht dieser Fahrtrichtung eine zusätzliche Winkelgeschwindigkeit; der Kreisel stellt sich daher in eine Richtung ein, die der Resultante aus Horizontalkomponente der Erddrehschnelle und der Winkelgeschwindigkeit der Fahrt entspricht. Dieser Fehler ist meist nicht sehr groß, kann aber leicht aus von vornherein berechneten Tabellen berichtigt werden. Erfährt ein in der NS-Richtung fahrendes Schiff eine Beschleunigung, so hat dies eine Mißweisung zur Folge, da ja auf den Kreisel infolge der Verschiedenheit von Schwerpunkt und Stützpunkt ein Drehmoment ausgeübt wird; man kann jedoch durch geeignete Wahl der Schwingungsdauer des Kreisels um die Vertikalachse erreichen, daß die zur erhöhten Fahrtgeschwindigkeit gehörige Mißweisung sich mit der Beschleunigungsmißweisung deckt und so ein sofortiges Einstellen des Kreisels eintritt. Einen bedeutenden Anzeigefehler bedingen jedoch beim Einkreiselkompaß die Schlingerbewegungen des Schiffes. Das System ist nämlich gegenüber Schwingungen um die WO-Linie viel steifer als gegenüber Schwingungen um die NS-Linie, so daß eine in beliebiger Richtung auf den Kreisel einwirkende Beschleunigung infolge der Schleudermomente zu starken Mißweisungen führt. Von M. Schuler wurde dieser Fehler dadurch beseitigt, daß zu dem NS-Kreisel k_1 noch zwei weitere Kreisel in schrägen Richtungen (k_2 und k_3) hinzugefügt wurden, wodurch dem Systeme eine um alle horizontale Achsen ungefähr gleich große Steifigkeit gegeben und so obiger Übelstand nahezu beseitigt wurde (Fig. 2). Die Tochterkompasse werden beim Mehrkreiselkompaß dadurch gesteuert, daß der Kreiselkörper bei Kursänderungen des Schiffes unabänderlich im Meridian stehenbleibt und somit das Gehäuse g des Kreisels eine Relativdrehung erfährt; sodann wird durch eine am Schwimmkörper angebrachte Kontaktperle, die in einen Schlitz des Gehäuses eingreift, ein Stromkreis geschlossen, der einerseits zu einem entsprechenden Nachdrehen des Gehäuses und andererseits zum Einstellen der anfangs mit dem Mutterkompaß gleichgestellten Tochterkompasse führt.

Für einen Feinmeßkompaß ist aber diese Art der Übertragung wegen des toten Ganges der Kontaktperle nicht geeignet; ferner üben die Oberflächenspannungen des Quecksilbers und etwaige Erzitterungen des

[1] Nach der Beschreibung des neuen „Anschütz"-Feinmeßkreiselkompasses von Anschütz & Co., Kiel-Neumühlen 1927 und R. Grammel, Der Kreisel. Seine Theorie und Anwendungen. 1920.

Zentrierstiftes auf den Mutterkompaß einen Zwang aus, der zu Mißweisungen, den sog. Schleppfehlern, führt. Alle diese Fehler wurden in dem neuen „Anschütz" beseitigt. Die (zwei) Kreisel sind in einer Kugel *A* eingeschlossen, die in einer zweiten sie umhüllenden und mit angesäuertem Wasser gefüllten Kugel *B* fast schwimmt. Eine mit Wechselstrom beschickte Spule,

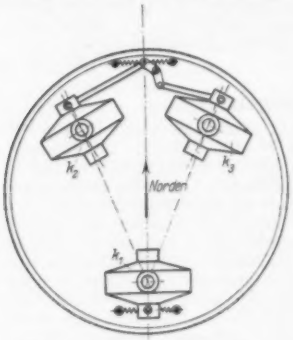


Fig. 2. Dreikreiselkompaß.

die sog. Blasspule *6* (Fig. 3), sorgt durch ihr Magnetfeld für ein Zentrieren der Kreiselkugel in horizontaler Richtung und hebt auch das Absinken der Kreiselkugel auf; Dichteänderungen des Wassers infolge Temperaturänderungen führen lediglich zu einer etwas anderen Einstellung der Kreiselkugel *A* gegenüber der Hüllkugel *B*. Auf besonders geschickte Weise wird den

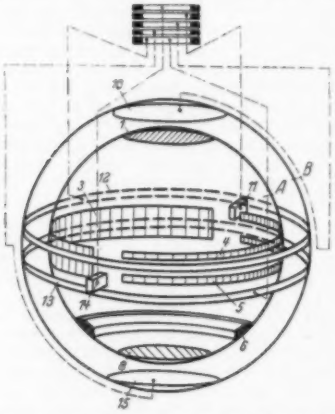


Fig. 3. Der neue „Anschütz"-Feinmeßkreiselkompaß.

Kreiseln Drehstrom zugeführt. Zu diesem Zwecke sind an den mit isolierendem Materiale überzogenen Kugeln je zwei entsprechende leitende Polkappen *8* und *15* bzw. *10* und *1* angebracht. Den beiden Ringen *12* und *13* der Hüllkugel steht das Äquatorhalbband *3* an der Kreiselkugel gegenüber. Der Drehstrom tritt nun mit je einer Phase auf kürzestem Wege durch die Polkappen und die Äquatorringe über, ohne daß ein großer Stromverlust infolge Ausgleiches in dem leitenden Wasser eintreten würde. Aus Fig. 3 geht ferner hervor, wie die Stromzuführung mit Hilfe der drei unteren Schleifringe und der Leitungen, welche die Hüllkugel an das kardanische Gehänge anschließen, erfolgt. Die beiden oberen Schleifringe führen zu den Leitstücken *11* und *14*, die an die Stelle der Kontaktperle treten. Normalerweise stehen die Leitstücke in der Mitte zwischen dem Äquatorhalbbande *3* und den beiden Äquatorhalbstreifen *4* und *5* der Kreiselkugel. Tritt eine Kursänderung ein, so treten die Leitstücke aus der Mitte des Zwischenraumes; dadurch wird der Übergangswiderstand eines den Leitstücken zugeführten und zu den Äquatorhalbbändern geleiteten Stromes auf der einen Seite anders als auf der anderen. Dieser Widerstand wird nach Art einer WHEATSTONEschen Brücke gemessen und der bei Unsymmetrie der Stellung der Leitstücke in der Brücke auftretende Strom mittels Verstärkern verstärkt und zur Beeinflussung des Nachdrehmotors benützt. Auf diese Weise können die Tochterkompasse selbst der kleinen Winkeländerung von $^1/_{60}{}^\circ = {}^1/_{21600}$ des Kreisumfanges folgen. Neben diesen Neuerungen bedarf der neue Anschütz auch keiner regelmäßigen Wartung, da alle Kreisel in der mit Wasserstoff gefüllten Kreiselkugel laufen und ein Verdampfen des Schmieröles ausgeschlossen ist, so daß der vorhandene Ölvorrat für 15—20 Jahre reichen dürfte. Ein Beweis für die Güte der neuen Konstruktion ist, daß selbst ein rasches Durchdrehen des Kompaßhauses um 360° den Kreisel in keiner Weise stört, da ein Anstoßen des Schwimmers an Teilen des Gehäuses wie beim alten Dreikreiselkompaß unmöglich ist.

Zusammenfassend kann man sagen, daß die Konstruktion in hohem Maße den von den Marinebehörden angestellten Forderungen entspricht und auch eine Anwendung in Flugzeugen, bei denen ja noch größere Beschleunigungen als bei Schiffen auftreten, gesichert ist.

P. R.

Die Herren OBATA und YOSIDA geben eine kurze Beschreibung ihres **elektrischen Indikators für schnellaufende Verbrennungsmaschinen.** (Report of the Aeronautical Research Institute, Tokio Imperial University, Nr. 28, Dezember 1927.) Das druckmessende Organ ist eine 2—3 mm dicke Stahlplatte von 50 mm Durchmesser, die einerseits mit Zylinderinnendruck, andererseits atmosphärisch belastet ist. Die Eigenfrequenz der Membran geben die Autoren zu 8000 bis 12000 Hertz an. Die Membranbewegungen bewirken Kapazitätsänderungen eines aus dieser Membran und einer feststehenden Platte gebildeten Luftkondensators. Dieser Kondensator dient dazu, einen Hochfrequenzröhrengenerator nach Maßgabe seiner Kapazitätsänderungen zu verstimmen. Die dabei auftretenden Schwankungen des Anoden-Gleichstromes werden durch elektrische Oscillographen verschiedener Art aufgezeichnet. Der Indikator wurde zwar mit Preßluft geeicht, ist aber nach Angabe der Verfasser für quantitative Messungen nicht gut geeignet. Der Originalarbeit beigefügte Zeitdiagramme wurden an Motorradmaschinen gewonnen. Man erhält jeweils eine Anzahl aufeinanderfolgender Einzelprozesse, was für Untersuchungen an Verbrennungsmaschinen vorteilhaft ist. Das Verfahren stellt eine interessante Bereicherung unserer Meßmethoden zur Untersuchung von Schnellläufern dar. Seiner allgemeinen Anwendbarkeit steht leider der umfangreiche apparative Aufwand entgegen. Im übrigen sei auf obige Veröffentlichung verwiesen.

K. BEYERLE.

Herausgeber und verantwortlicher Schriftleiter: Dr.-Ing. e. h. DR. ARNOLD BERLINER, Berlin W 9.
Verlag von Julius Springer in Berlin W 9 — Druck der Spamerschen Buchdruckerei in Leipzig.